

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

***SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO DE
FLUIDOS REFRIGERANTES EM
TUBOS CAPILARES NÃO-ADLABÁTICOS***

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE
SANTA CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM
ENGENHARIA MECÂNICA

MOACYR MARANGONE MEZAVILA

FLORIANÓPOLIS, FEVEREIRO DE 1995

SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO DE FLUIDOS REFRIGERANTES EM TUBOS CAPILARES NÃO-ADIABÁTICOS

MOACYR MARANGONE MEZAVILA

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

MESTRE EM ENGENHARIA

ESPECIALIDADE : ENGENHARIA MECÂNICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO : CIÊNCIAS TÉRMICAS

E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO
EM ENGENHARIA MECÂNICA.



Prof. CLÁUDIO MELO, Ph. D.
ORIENTADOR



Prof. ANTÔNIO FÁBIO CARVALHO DA SILVA, Dr. Eng. Mec.
COORDENADOR DO CURSO

BANCA EXAMINADORA



Prof. CLÁUDIO MELO, Ph. D.
PRESIDENTE



Prof. ROGÉRIO TADEU DA SILVA FERREIRA, Ph. D.



Prof. ALVARO TOUBES PRATA, Ph. D.



Prof. ANTÔNIO FÁBIO CARVALHO DA SILVA, Dr. Eng. Mec.

AGRADECIMENTOS

Ao povo brasileiro que, através da CAPES, forneceu suporte financeiro para a execução deste trabalho.

Ao professor Cláudio Melo, pelos conhecimentos transmitidos, objetividade, confiança e amizade durante todos estes anos de convívio.

Ao professor Álvaro Toubes Prata que, pronta e gentilmente, colaborou com sua experiência em alguns dos momentos mais difíceis deste trabalho.

Aos amigos André Luiz Seixlack e Joaquim Manoel Gonçalves e a Carlos Boabaid Neto pelas freqüentes discussões técnicas ao longo de todo o trabalho.

Ao acadêmico Jackson Braz Marcinichen pela valiosa colaboração na etapa final do trabalho.

A todos os demais colegas do NRVA, pelo companheirismo e convivência sempre agradável.

E, em especial, a meus pais, pela incansável dedicação a mim e à minha formação.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS E TABELAS	i
NOMENCLATURA	v
RESUMO	viii
ABSTRACT	ix
1 - INTRODUÇÃO	1
2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
3 - MODELAÇÃO	15
3.1 - INTRODUÇÃO	15
3.2 - ANÁLISE QUALITATIVA DO ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES ADIABÁTICOS	15
3.3 - ANÁLISE QUALITATIVA DO ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES NÃO-ADIABÁTICOS	18
3.4 - ESTUDO DO PADRÃO DO ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES	21

3.5 - MODELO TEÓRICO PROPOSTO	23
3.5.1 - MODELO ADIABÁTICO	23
3.5.1.1 - Equações Governantes para a Fase Líquida	23
3.5.1.2 - Equações Governantes para o Escoamento Bifásico	26
3.5.2 - MODELO NÃO-ADIABÁTICO	29
3.5.2.1 - Equações Governantes para a Fase Líquida	29
3.5.2.2 - Equações Governantes para o Escoamento Bifásico	34
3.5.3 - AVALIAÇÃO DA PERDA DE CARGA NA ENTRADA DO CAPILAR	36
3.6 - RELAÇÕES CONSTITUTIVAS	37
3.6.1 - FATORES DE ATRITO	37
3.6.1.1 - Fator de Atrito da Região Líquida	37
3.6.1.2 - Fator de Atrito da Região Bifásica	38
3.6.2 - COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR	39
3.6.2.1 - Coeficiente de Transferência de Calor para Escoamento de Fase Única	39
3.6.2.2 - Coeficiente de Transferência de Calor para Escoamento Bifásico	41
3.7 - ESCOAMENTO CRÍTICO	41
4 - TÉCNICAS DE SOLUÇÃO	44

4.1 - INTRODUÇÃO	44
4.2 - SOLUÇÃO DO ESCOAMENTO ADIABÁTICO EM TUBOS CAPILARES	44
4.3 - SOLUÇÃO DO ESCOAMENTO NÃO-ADIABÁTICO EM TUBOS CAPILARES	46
5 - ANÁLISE DOS RESULTADOS	50
5.1 - INTRODUÇÃO	50
5.2 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DO MODELO ADIABÁTICO	50
5.3 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DO MODELO NÃO-ADIABÁTICO	60
5.4 - ANÁLISE DO CRITÉRIO DE BLOCAGEM	68
5.5 - RESULTADOS DO MODELO NÃO-ADIABÁTICO	72
5.6 - INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO TROCADOR DE CALOR	78
5.7 - INFLUÊNCIA DO TIPO DE TROCADOR DE CALOR	79
5.8 - INFLUÊNCIA DA CONVECÇÃO NATURAL	82
6 - CONCLUSÕES	87
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	89

APÊNDICE A - PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS, TERMOFÍSICAS E DERIVADAS DO HFC 134a	91
APÊNDICE B - AVALIAÇÃO DA CONVECÇÃO NATURAL	114
APÊNDICE C - FLUXOGRAMA DO CASO ADIABÁTICO	119
APÊNDICE D - FLUXOGRAMA DO CASO NÃO-ADIABÁTICO	120

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

FIGURAS

Figura 1.1	Ciclo de refrigeração e sua representação em um diagrama pressão-entalpia	2
Figura 1.2	Sistema de refrigeração com trocador de calor	3
Figura 3.1	Perfis de temperatura e pressão ao longo de um capilar adiabático	15
Figura 3.2	Linha de Fanno	16
Figura 3.3	Escoamento metaestável em um capilar adiabático	17
Figura 3.4	Esquema de trocador de calor capilar-linha de sucção	18
Figura 3.5	Perfil de pressão típico em um capilar não-adiabático	19
Figura 3.6	Escoamentos adiabáticos e não-adiabáticos típicos em diagramas P-h e t-s	20
Figura 3.7	Perfis de título típicos ao longo de capilares adiabáticos e não-adiabáticos	21
Figura 3.8	Volume de controle para o balanço de forças na região de líquido do capilar adiabático	24
Figura 3.9	Volume de controle para o balanço de energia na região de líquido do capilar adiabático	25
Figura 3.10	Volume de controle para o balanço de forças na região bifásica do capilar adiabático	26
Figura 3.11	Volume de controle para o balanço de energia na região bifásica do capilar adiabático	27
Figura 3.12	Esquema dos tipos de trocador de calor	29
Figura 3.13	Volume de controle para balanço de energia da fase líquida do capilar não-adiabático - região do trocador de calor	30
Figura 3.14	Volume de controle para balanço de energia da fase líquida no capilar não-adiabático - região de entrada	32
Figura 3.15	Volume de controle para balanço de energia na linha de sucção	33

Figura 3.16	Volume de controle para balanço de energia do escoamento bifásico no capilar não-adiabático - região do trocador de calor	34
Figura 4.1	Esquema de trocador de calor com as variáveis de entrada	46
Figura 5.1	Comparação global entre os dados experimentais de Gonçalves (1994) e resultados computacionais do presente modelo - Capilar 1	52
Figura 5.2	Comparação global entre os dados experimentais de Gonçalves (1994) e resultados computacionais do presente modelo - Capilar 6	52
Figura 5.3	Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 1 - Capilar 6	53
Figura 5.4	Perfis de pressão calculados e experimental para o teste 1 - Capilar 6	54
Figura 5.5	Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 2 - Capilar 6	55
Figura 5.6	Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 3 - Capilar 6	55
Figura 5.7	Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 1 - Capilar 6	56
Figura 5.8	Perfis de pressão calculados e experimental para o teste 1 - Capilar 1	57
Figura 5.9	Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 2 - Capilar 1	57
Figura 5.10	Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 3 - Capilar 1	58
Figura 5.11	Influência das tomadas de pressão no fluxo de massa - capilar 1	58
Figura 5.12	Influência das tomadas de pressão no fluxo de massa - capilar 6	59
Figura 5.13	Comparação entre os fluxos de massa experimental e calculados por Dirik et al.(1994) e pelo presente modelo - caso adiabático	60
Figura 5.14	Coeficientes de transferência de calor por convecção entre o refrigerante e a parede do tubo capilar, na região bifásica	62

Figura 5.15	Comparação numérico-experimental entre os dados de Dirik et al.(1994) e os resultados do presente modelo	64
Figura 5.16	Resultados fornecidos pelo presente modelo combinando relações constitutivas - caso não-adiabático	65
Figura 5.17	Comparação entre o presente modelo e o modelo de Peixoto e Bullard (1994)	66
Figura 5.18	Comparação entre os fluxos de massa experimental e calculados por Peixoto et al. (1994) e pelo presente modelo	67
Figura 5.19	Influência do grau de subresfriamento nos perfis de título	68
Figura 5.20	Influência do incremento do trecho bifásico no número de Mach na saída do tubo capilar	69
Figura 5.21	Perfil de título de um caso em que a vaporização ocorre na região inicial do capilar	72
Figura 5.22	Perfil de pressão de um caso em que a vaporização ocorre na região inicial do capilar	73
Figura 5.23	Perfis de temperatura de um caso em que a vaporização ocorre na região inicial do capilar	73
Figura 5.24	Perfil de título de um caso onde ocorre recondensação total	74
Figura 5.25	Perfil de pressão de um caso onde ocorre recondensação total	75
Figura 5.26	Perfis de temperatura de um caso onde ocorre recondensação total	75
Figura 5.27	Perfil de título de um caso onde o fluido entra no trocador de calor como líquido subresfriado	76
Figura 5.28	Perfil de pressão de um caso onde o fluido entra no trocador de calor como líquido subresfriado	76
Figura 5.29	Perfis de temperatura de um caso onde o fluido entra no trocador de calor como líquido subresfriado	77
Figura 5.30	Diagramas pressão-entalpia das três configurações possíveis de escoamento em tubos capilares não-adiabáticos	77
Figura 5.31	Influência da posição do trocador de calor no fluxo de massa	78
Figura 5.32	Perfis de título em função da posição do trocador de calor	79

Figura 5.33	Influência do tipo de trocador de calor no fluxo de massa - configuração 1	80
Figura 5.34	Influência do tipo de trocador de calor no fluxo de massa - configuração 2	81
Figura 5.35	Temperatura na linha de sucção para trocador lateral e concêntrico	81
Figura 5.36	Influência da convecção natural no fluxo de massa - configuração A	83
Figura 5.37	Influência da convecção natural nos perfis de título - configuração A	83
Figura 5.38	Influência da convecção natural no fluxo de massa - configuração B	84
Figura 5.39	Influência da convecção natural nos perfis de título - configuração B	85
Figura 5.40	Influência da convecção natural nos diagramas pressão-entalpia - configuração A	85
Figura 5.41	Perfis de temperatura no capilar e na linha de sucção considerando a convecção natural	86

TABELAS

Tabela 5.1	Características geométricas dos capilares 1 e 6	51
Tabela 5.2	Fluxos de massa resultantes da utilização das correlações de Pate, Sleicher & Rouse e Gnielinski para a transferência de calor na região bifásica	63

NOMENCLATURA

VARIÁVEIS

A	Área da seção transversal do escoamento	m^2
a	Velocidade de propagação do som	$m \cdot s^{-1}$
c	Calor específico	$J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$
D	Diâmetro interno	m
D_h	Diâmetro hidráulico	m
D_l	Diâmetro laminar equivalente para dutos anulares	m
f	Fator de atrito de Darcy	Adimensional
G	Fluxo de massa por unidade de área da seção transversal do escoamento	$kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$
h	Entalpia específica	$J \cdot kg^{-1}$
h	Coefficiente de transferência de calor por convecção	$W \cdot m^{-2} \cdot ^\circ C^{-1}$
L	Comprimento do tubo capilar	m
\dot{m}	Fluxo de massa	$kg \cdot s^{-1}$
P	Pressão absoluta do escoamento	Pa
q	Taxa de transferência de calor	W
s	Entropia específica	$J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$
t	Temperatura do escoamento	$^\circ C$
U	Coefficiente global de transferência de calor	$W \cdot m^{-2} \cdot ^\circ C^{-1}$
u	Energia interna específica	$J \cdot kg^{-1}$
UA	Produto entre o coeficiente global de transferência de calor e a área de troca	$W \cdot ^\circ C^{-1}$
UA'	Produto entre o coeficiente global de transferência de calor e a área de troca por unidade de comprimento	$W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$
V	Velocidade média do escoamento	$m \cdot s^{-1}$
v	Volume específico	$m^3 \cdot kg^{-1}$
x	Título de vapor	Adimensional

GRUPAMENTOS ADIMENSIONAIS

ϵ/D Rugosidade relativa

Gr Número de Grashof

M Número de Mach

Nu Número de Nusselt

Pr Número de Prandtl

Ra Número de Rayleigh

Re Número de Reynolds

LETRAS GREGAS

α	Fração de vazio	Adimensional
ϵ	Rugosidade absoluta	m
ρ	Massa Específica	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ϕ	Relação funcional	
δ_m	Incremento de fluxo de massa	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
τ_o	Tensão de cisalhamento na parede do capilar	Pa
δ_t	Incremento de temperatura	$^{\circ}\text{C}$
Δt	Variação de temperatura	$^{\circ}\text{C}$

SUBÍNDICES

∞	Ambiente
*	Arbitrado
c	Tubo capilar
cond	Condensação
evap	Evaporação
ext	Externo do capilar
f	Líquido saturado
fg	Diferença entre vapor e líquido saturados
g	Vapor saturado
in	Entrada do trocador de calor
out	Saída do trocador de calor

p	Pressão constante
s	Linha de sucção
sp	Monofásico
sub	Subresfriamento
tc	Trocador de calor
tp	Bifásico
v	Volume constante

RESUMO

Este trabalho apresenta um modelo capaz de prever o desempenho de tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos. Os tubos capilares não-adiabáticos constituem um trocador de calor com a linha de sucção do compressor, que pode ser do tipo lateral ou concêntrico. Além de estimar o fluxo de massa de HFC 134a, para uma dada configuração de trocador de calor, este modelo também permite a determinação de perfis de pressão, temperatura e título de vapor correspondentes. A modelação é apresentada em detalhes, dando-se ênfase às equações de conservação, às relações constitutivas e às técnicas de iteração e de determinação da condição de escoamento bloqueado. Os resultados computacionais para a condição adiabática são comparados com um extenso banco de dados experimentais, disponível no NRVA/UFSC. Para a condição não-adiabática, a comparação é feita com base em resultados experimentais e com resultados de outros modelos disponíveis na literatura. Uma análise de sensibilidade do modelo é também realizada, procurando-se ressaltar as suas potencialidades.

ABSTRACT

This work presents a numerical model to predict adiabatic and non-adiabatic capillary tube performance. Lateral and concentric capillary tube-suction line heat exchangers are considered. The mass flow rate of HFC 134-a, for a given tube length, and also the related pressure, temperature and vapor quality profiles along the flow, are computed by the model. Emphasis is given to the conservation laws, the constitutive relations and the iteration and choked flow determination techniques. The model results are compared with a large set of experimental data for adiabatic capillary tubes, from NRVA/UFSC. For the non-adiabatic condition, the model performance is compared with experimental data and also with the results of other models, available in the literature. A sensitivity analysis of the model is also presented and discussed.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O uso de um sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapores é o modo mais comum, hoje em dia, de se produzir frio. Os quatro componentes básicos de um sistema desse tipo são : compressor, condensador, dispositivo de expansão e evaporador. Estes componentes são acoplados em uma determinada ordem, originando um sistema fechado, hermético, ou unidade selada, com um fluido de trabalho, chamado de fluido refrigerante.

O compressor tem a função de elevar a pressão do fluido refrigerante de um estado de vapor superaquecido ou saturado a baixa pressão. O vapor resultante, a alta pressão, passa pelo condensador, que nada mais é do que um trocador de calor, onde é resfriado e posteriormente condensado. O líquido a alta pressão passa, então, pelo dispositivo de expansão onde sua pressão é reduzida, dando origem a uma mistura bifásica de líquido e vapor que é descarregada no evaporador, um outro trocador de calor, onde o fluido refrigerante recebe energia do meio que se pretende refrigerar e evapora, seguindo para o compressor.

A figura 1.1 mostra um esquema de um ciclo de refrigeração básico, juntamente com sua representação em um diagrama de Mollier (pressão versus entalpia). A linha 1-2 representa a compressão, que pode ser suposta acontecer ao longo de uma linha isentrópica. A linha 3-4 pode, em alguns casos, ser aproximada como uma linha isentálpica. A variação do estado termodinâmico do refrigerante ao longo desta linha será amplamente estudada ao longo deste trabalho.

Em sistemas de refrigeração de pequeno porte, como refrigeradores, freezers e condicionadores de ar de janela, os dispositivos de expansão mais amplamente utilizados são os tubos capilares, que são tubos trefilados de cobre com diâmetro interno da ordem de 0,5 a 2 mm e comprimento entre 1 e 6 m. A denominação "capilar" é empregada erroneamente, uma vez que os diâmetros em questão são muito grandes para causarem uma ação capilar. A combinação diâmetro-comprimento determina o grau de restrição do tubo capilar, ou seja, determina a perda de pressão que o capilar causará. Em condições de equilíbrio, o fluxo de massa de refrigerante deslocado pelo compressor deve ser igual ao que passa através do tubo capilar.

Os tubos capilares são preferidos, em relação às válvulas de expansão automáticas, em sistemas herméticos de pequeno porte pois são simples, baratos, não possuem partes móveis e

permitem a operação em ciclo reverso e a equalização das pressões entre os lados de alta e baixa durante as paradas do compressor. Esta última característica é importante pois resulta em compressores com menor torque de partida e, conseqüentemente, menores e mais baratos.

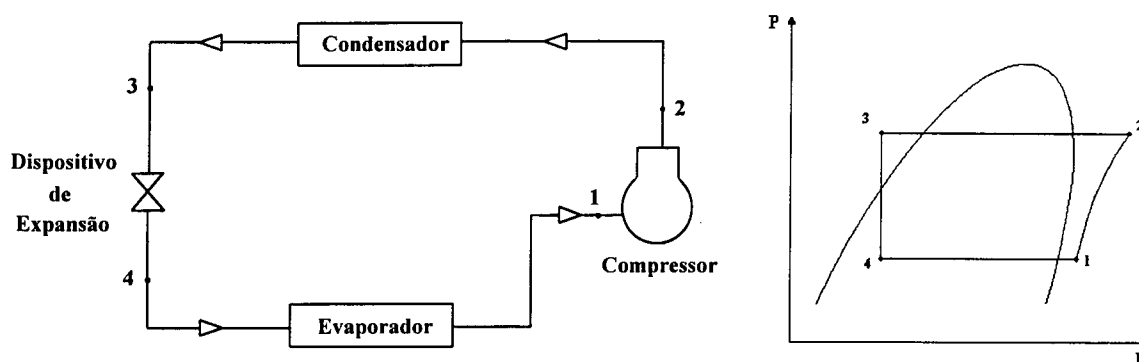


Figura 1.1 - Ciclo de refrigeração e sua representação em um diagrama pressão-entalpia

Como desvantagens, pode-se citar a facilidade de entupimento e impossibilidade de regulagem. O entupimento pode ocorrer devido à presença de umidade ou de partículas estranhas ao sistema. A impossibilidade de regulagem ocorre pelo fato do capilar ter uma geometria (diâmetro e comprimento) fixa e, assim sendo, ser projetado para uma determinada condição de operação e ter, neste ponto, eficiência máxima. Qualquer desvio no ponto de operação, causado por variações na pressão de condensação ou carga de refrigeração, por exemplo, causa diminuição da performance do sistema.

A despeito da sua simplicidade, o escoamento no interior de um tubo capilar é bastante complexo. Geralmente, o refrigerante entra no capilar na condição de líquido subresfriado e, à medida que escoar, vai tendo a sua pressão reduzida devido ao atrito. Este regime de escoamento persiste até que a pressão do escoamento atinja a pressão de saturação, correspondente à temperatura do fluido. Este ponto, denominado de "flash point", é caracterizado pelo início da vaporização do líquido, dando origem a um escoamento bifásico que, na maioria das vezes, persiste até o final do tubo. Neste regime de escoamento, a perda de carga não ocorre apenas por atrito, mas também pela aceleração do fluido, uma vez que a velocidade do escoamento vai aumentando à medida que mais vapor vai sendo formado.

Uma complexidade adicional no estudo do escoamento em tubos capilares diz respeito ao fenômeno da metaestabilidade. Estudos experimentais mostram que um atraso na vaporização do refrigerante ocorre em alguns casos, ou seja, o escoamento atinge a pressão de saturação mas o fluido continua na fase líquida. O fenômeno ocorre quando a tensão superficial entre o líquido e a bolha iminente impede a sua efetiva formação, prolongando assim o trecho de líquido. À medida que o trecho se prolonga, as condições de desequilíbrio termodinâmico vão se tornando críticas e

chega um ponto em que vibrações ou a presença de partículas estranhas ou então a rugosidade superficial do tubo fornecem condições para o aparecimento de bolhas.

Na saída do tubo capilar, tem-se uma mistura de líquido e vapor que seguirá para o evaporador. Como a transferência de calor latente envolve quantidades de energia muito maiores do que a transferência de calor sensível, é conveniente que se tenha a menor quantidade possível de vapor na entrada do evaporador, já que este gás não contribui para a capacidade de refrigeração do sistema. A maneira mais usual de se conseguir este efeito é instalar um trocador de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção (figura 1.2).

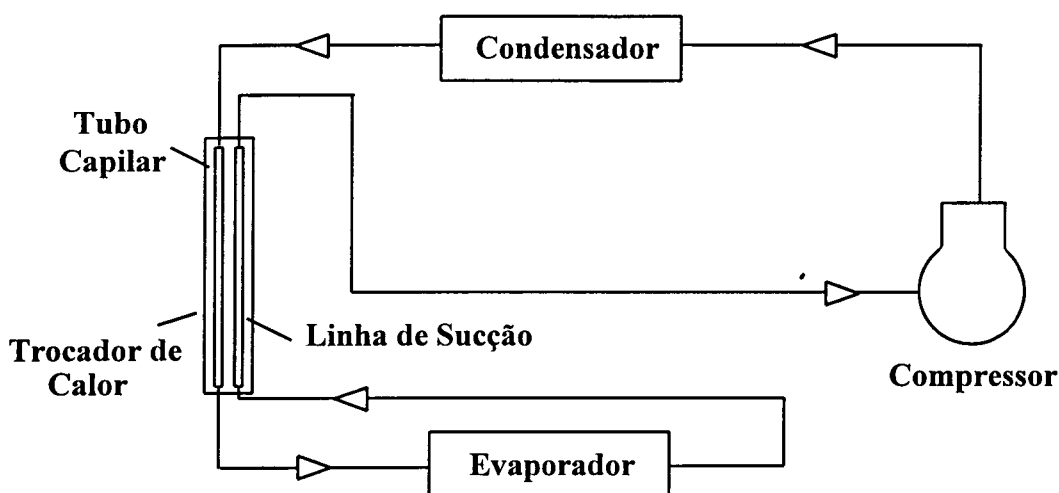


Figura 1.2 - Sistema de refrigeração com trocador de calor

Neste trocador de calor, líquido a alta pressão e temperatura troca calor com o vapor saturado ou superaquecido, a baixa pressão e temperatura, proveniente do evaporador.

O efeito de redução do título de vapor na entrada do evaporador é conseguido às custas da transferência de calor. A energia que seria necessária para a evaporação do refrigerante é transferida para a linha de sucção, proporcionando uma maior quantidade de líquido na saída do capilar.

Este aumento na capacidade de refrigeração é uma característica inerente a qualquer sistema que possua um trocador de calor capilar-linha de sucção, utilizando qualquer fluido refrigerante. No entanto, este não é o único efeito provocado por tal dispositivo, uma vez que o estado termodinâmico do refrigerante na entrada do compressor e, como consequência, o trabalho de compressão também são alterados. Portanto, para uma análise global do desempenho do sistema, ambos os efeitos devem ser considerados.

Esta análise foi efetuada por Domanski et al. (1994) e mostrou que o desempenho de um sistema com trocador de calor é fortemente dependente do fluido refrigerante e das condições de operação. Fluidos como CFC 12, HFC 134a e HC 600a apresentam um aumento significativo no coeficiente de performance em condições típicas de operação. O CFC 22, ao contrário, apresenta uma redução no coeficiente de performance, quando empregado nas mesmas condições.

O trocador de calor tubo capilar-linha de sucção tem ainda outras duas funções além de melhorar o desempenho do sistema. Uma delas é impedir a entrada de condensado no compressor, o que poderia gerar golpes de líquido. Desta forma, em caso de uma redução significativa da carga térmica, que poderia resultar na presença de líquido na saída do evaporador, a energia proveniente do tubo capilar seria útil na evaporação deste excesso de líquido antes de seu ingresso no compressor.

A outra função, com aspecto basicamente construtivo, é evitar a condensação e a conseqüente formação de gelo ao redor da linha de sucção. O trocador de calor eleva a temperatura do refrigerante na linha de sucção e, desta forma, se não evitar a condensação, pelo menos reduz a espessura do isolamento térmico necessário.

Existem, basicamente, duas configurações de trocador de calor tubo capilar-linha de sucção : o trocador concêntrico e o trocador lateral. No primeiro, utilizado no Brasil e parte da Europa, o tubo capilar é inserido concentricamente na linha de sucção, formando assim um trocador de calor contra-corrente tipo duplo-tubo.

No trocador tipo lateral, o tubo capilar é soldado externamente à linha de sucção, sendo o escoamento também contra-corrente. Esta configuração, mais trabalhosa e onerosa em termos produtivos, é mais utilizada nos Estados Unidos.

Geralmente, a região do trocador de calor, para qualquer uma das duas configurações existentes, não compreende todo o tubo capilar. O início e o fim do capilar não são conectados termicamente à linha de sucção.

No presente trabalho, um modelo para simulação do escoamento em tubos capilares não-adiabáticos é apresentado. O programa computacional, desenvolvido para ambos os tipos de trocador de calor, permite que se obtenham perfis de temperatura, pressão, título e outras variáveis de interesse ao longo do tubo capilar e também da linha de sucção. Uma série de publicações sobre simulação do escoamento em tubos capilares encontra-se disponível, porém a grande maioria considera o capilar como adiabático. Os trabalhos publicados anteriormente sobre tubos capilares não-adiabáticos serão apresentados no capítulo 2.

O programa computacional desenvolvido constitui-se em uma poderosa ferramenta para a análise do escoamento em tubos capilares, sendo também útil no projeto deste componente, que tem influência fundamental no desempenho do sistema de refrigeração, uma vez que o consumo de energia de um sistema depende, não apenas do compressor, mas de cada um dos componentes do ciclo.

Esta iniciativa de melhor compreender o comportamento do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção é fundamental, principalmente quando se considera a necessidade de substituição dos atuais fluidos refrigerantes. A problemática da redução da camada de ozônio da estratosfera fez com que a indústria química mundial iniciasse uma corrida na busca de refrigerantes substitutos aos clorofluorcarbonos. Da mesma forma, a indústria de refrigeração precisa adequar os componentes do sistema (compressor, tubo capilar e trocadores de calor) aos novos fluidos refrigerantes.

O HFC 134a foi, durante algum tempo, considerado o fluido mais promissor para substituir o CFC 12, pois ambos apresentam características termodinâmicas e termofísicas semelhantes. Adicione-se a isto o fato do HFC 134a não ser agressivo à camada de ozônio. No entanto, a maneira de se quantificar o impacto de uma substância sobre o efeito estufa foi modificada recentemente (IPCC, 1990). Isto fez com que novas substâncias, como por exemplo os hidrocarbonetos puros, surgissem como candidatos à substituição do CFC 12, em detrimento do HFC 134a.

Todos os resultados apresentados no presente trabalho são para o HFC 134a, porém independentemente do fluido refrigerante a ser adotado por cada nação e em cada tipo de aplicação, o programa desenvolvido pode ser empregado. Para tanto basta o acoplamento de um conjunto de subrotinas para o cálculo das propriedades termodinâmicas e termofísicas do refrigerante em consideração.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Os tubos capilares começaram a ser utilizados como dispositivos de expansão em sistemas de refrigeração na década de 20. No entanto, sua aplicação era bastante restrita uma vez que, na época, o fluido refrigerante mais comum era o dióxido de enxofre, que requeria diâmetros de capilares muito reduzidos. Isso trazia problemas com os processos de fabricação e facilitava o entupimento.

Em meados dos anos 30, com a introdução dos clorofluorcarbonos na indústria de refrigeração, os tubos capilares começaram a ser amplamente utilizados pois as dificuldades práticas de aplicação com o dióxido de enxofre não mais existiam. Com a aplicação maciça, iniciaram-se os estudos a respeito destes dispositivos. Swart (1946) publicou um artigo enfocando justamente trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Nele, o autor enfoca temas como descrição dos trocadores de calor, modificações no sistema para aplicação bem-sucedida, análise termodinâmica do escoamento e sugestões nos processos de fabricação. A importância deste artigo é, basicamente, histórica uma vez que não são fornecidos dados experimentais ou técnicas de modelação comparáveis a um trabalho atual.

Bolstad e Jordan (1949) realizaram um estudo experimental em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Apresentaram, como resultado de seu trabalho, uma série de gráficos de fluxo de massa em função da temperatura de "flash point", do diâmetro e comprimento do tubo e da pressão de condensação. Os parâmetros relevantes na análise do trocador de calor não foram explicitados no texto, impossibilitando o uso de tais dados na validação de qualquer modelo.

Mais recentemente, Pate (1982) realizou o mais completo estudo em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção até então. Seu trabalho consistiu no desenvolvimento e validação de um modelo computacional.

Foi montada uma bancada de testes tipo "blow-down", ou de operação descontínua, que empregava quatro circuitos com fluidos distintos : refrigerante, ar, água e nitrogênio. O circuito de refrigerante era responsável pelo suprimento de líquido a alta pressão na entrada do tubo capilar. O trocador de calor capilar-linha de sucção, do tipo lateral, não era bem caracterizado uma vez que ar escoava na linha de sucção. Os circuitos de água e nitrogênio eram auxiliares, sendo a água agente de alguns trocadores de calor necessários ao sistema e o nitrogênio

responsável pela pressurização do refrigerante uma vez que não havia compressor pelo fato da operação ser descontínua.

Um circuito de operação descontínua é composto, a grosso modo, de dois reservatórios conectados entre si pelo tubo capilar. O reservatório à montante contém fluido refrigerante a alta pressão e este fluido escoar pelo tubo capilar, preenchendo o reservatório à jusante. Além das dificuldades associadas com o controle simultâneo de quatro circuitos, este sistema apresenta como inconvenientes principais a necessidade de uma carga elevada de refrigerante e a operação intermitente, necessária para voltar a colocar o fluido no reservatório de alta pressão.

Pate alega que este sistema foi preferido em relação a um sistema de refrigeração padrão por compressão mecânica de vapores pelos seguintes motivos :

- i) O sistema descontínuo permite que as variáveis envolvidas no processo, tais como pressão de entrada e grau de subresfriamento, sejam adequadamente controladas.
- ii) O fluido refrigerante fica completamente livre de óleo uma vez que não há compressor.

Segundo Pate, ar foi usado, ao invés de vapor de refrigerante, na linha de sucção para maior facilidade no acoplamento dos termopares e para maior controle do escoamento. A temperatura e o fluxo de massa de ar eram controlados, respectivamente, por um trocador de calor e por um regulador. O perfil de pressões ao longo do tubo capilar foi obtido furando-se a parede do tubo para a fixação de transdutores de pressão. Foram medidas também, as temperaturas de parede do capilar e da linha de sucção.

Posteriormente, verificou-se (Gonçalves, 1994) que nenhum dos problemas vislumbrados por Pate, ao se utilizar bancadas baseadas em sistemas básicos de compressão de vapor, eram concretos.

Quanto ao modelo de Pate, pode-se dizer que trata-se da primeira análise discretizada do tubo capilar. Até então, os modelos consideravam o capilar como um todo e eram usados para determinar o comprimento de tubo necessário para uma determinada condição de operação ou então para obter o fluxo de massa através de um capilar de geometria conhecida. Na sua modelação, Pate dividia o tubo em incrementos e determina a variação das propriedades de interesse, passo a passo. A condição de entrada pode ser de líquido subresfriado ou vapor saturado e o método de solução empregado é o de diferenças finitas.

No estudo de tubos capilares, as equações governantes são as equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia. Considerando o escoamento como homogêneo, o

que diferencia um modelo do outro, de modo geral, são as relações constitutivas, o modelo de blocagem e o método de solução.

As relações constitutivas são as equações empíricas para os fatores de atrito, para os coeficientes de transferência de calor e para as ponderações de propriedades na região bifásica. O modelo de blocagem é responsável pela caracterização do escoamento como crítico e o método de solução é o processo numérico utilizado na resolução das equações governantes. Entre os métodos de utilização possível, encontram-se volumes finitos, diferenças finitas e Runge-Kutta.

Aspectos importantes em se tratando de escoamento bifásico em tubos capilares não-adiabáticos como padrão de escoamento, coeficientes de transferência de calor por convecção e escoamento bloqueado foram enfocados na análise dos trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção apresentada por Pate (1982).

Quanto ao padrão, um escoamento bifásico pode assumir diversas configurações : anular, em bolhas, disperso em gotas, em névoa, entre outros. A determinação do padrão é de extrema importância pois o equacionamento do problema parte desta premissa. Existe uma série de diagramas através dos quais pode-se identificar o padrão de escoamento. Utilizando estes diagramas e seus dados experimentais, Pate concluiu que o escoamento em tubos capilares podia ser considerado homogêneo.

Um escoamento bifásico homogêneo é aquele no qual o fluido é constituído por uma mistura homogênea de líquido e vapor, com pseudo-propriedades que são médias, convenientemente ponderadas, das propriedades das duas fases presentes.

O fato do escoamento bifásico em um tubo capilar poder ser caracterizado como homogêneo deve-se principalmente às altas velocidades do escoamento e ao reduzido diâmetro do capilar. Tal consideração simplifica sobremaneira a modelação, uma vez que nos escoamentos separados (não-homogêneos) deve-se levar em conta a transferência de massa, quantidade de movimento e energia entre as fases.

A transferência de calor em escoamentos bifásicos não é, ainda hoje, perfeitamente modelada pois apresenta uma complexidade muito maior do que em escoamentos unifásicos. No caso de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, a carência de correlações adequadas para o coeficiente de transferência de calor por convecção torna-se ainda mais crítica, pois a situação é muito pouco usual, senão única : um escoamento bifásico evaporativo sendo continuamente resfriado.

Pate desenvolveu algumas correlações para o coeficiente de transferência de calor por convecção na região bifásica. Porém, como estas correlações não foram verificadas experimentalmente, elas acabaram não sendo utilizadas no seu modelo. A notória correlação de Dittus-Boelter, para escoamento de fase única, com os números de Reynolds e Prandtl convenientemente calculados, foi empregada no modelo de Pate sob a alegação de que, em virtude da presença do trocador de calor, os níveis de título no capilar permaneciam muito baixos, possibilitando portanto o uso de uma correlação para escoamento monofásico.

O escoamento bloqueado, ou crítico, ocorre na maioria dos tubos capilares e caracteriza-se pela igualdade entre a velocidade do escoamento e a velocidade de propagação do som no meio. Em um escoamento bloqueado, reduções da pressão de evaporação não são acompanhadas de aumentos no fluxo de massa e, sendo assim, para um dado capilar submetido a certas condições de entrada, o máximo fluxo de massa se dá na condição de bloqueio.

Pate apresentou vários modelos para bloqueio, todos com limitações práticas. São modelos homogêneos que assumem uma ou mais das seguintes hipóteses simplificativas : *i)* escoamento isentrópico ou *ii)* isentálpico, *iii)* ausência de transferência de calor ou *iv)* ausência de variação da quantidade de movimento entre as fases no ponto de bloqueio.

Alguns modelos não-homogêneos, que não apresentam limitações no caminho ou nos processos de transporte, foram também apresentados. Tais modelos apresentam um alto grau de complexidade e resultados semelhantes aos fornecidos por modelos homogêneos, o que não justifica o seu uso. Desta forma, Pate adotou o modelo homogêneo isentrópico, afirmando que não fazia sentido utilizar uma modelação homogênea com um modelo de bloqueio não-homogêneo.

A expressão para o fator de atrito utilizada no modelo de Pate foi obtida por ele próprio, com base em seus dados experimentais. Tal equação deveria ser função do número de Reynolds e da rugosidade relativa do tubo. No entanto, como a rugosidade absoluta da parede do tubo capilar não foi avaliada, Pate optou por uma equação que é função apenas do número de Reynolds. Esta equação é, portanto, válida somente para o tubo capilar em questão. A viscosidade do fluido no trecho de saturação, utilizada no cálculo do número de Reynolds, é obtida com base na correlação proposta por Dukler et al.(1964).

O programa de simulação desenvolvido por Pate apresenta, na opinião deste autor, as seguintes limitações :

- i)* Na parte bifásica da modelação, são fornecidos como dados de entrada os valores das

variáveis e dos estados termodinâmicos na posição inicial, ou seja, no "flash point". A temperatura do refrigerante neste ponto é calculada com base em uma equação de conservação da energia, cujos dados são os valores experimentais da temperatura da parede do capilar e da temperatura do refrigerante na linha de sucção. Desta forma, a modelação torna-se dependente de testes experimentais prévios.

ii) Como o modelo é extremamente dependente da posição do "flash point", Pate, baseado em observações experimentais, admitiu uma variação linear do título ao longo do escoamento. Este procedimento, embora reduzisse a sensibilidade do programa em relação à localização do "flash point", apresentava limitações, como comprovado posteriormente por vários autores (Dirik e Tanes, 1992, Peixoto e Bullard, 1994, Paiva et al., 1994).

Pate também utilizou um modelo do escoamento na região de líquido. No entanto, por alguma razão que não fica clara no seu trabalho, os dois modelos (fase única e bifásico) são desacoplados, o que, de certa forma, prejudica os resultados.

Cabe aqui ressaltar que o trabalho de Pate, apesar de apresentar as limitações citadas anteriormente, foi de grande importância para a realização deste trabalho pois constituiu-se na principal referência bibliográfica que permitiu a inserção do autor no contexto do estudo de tubos capilares não-adiabáticos.

Dirik e Tanes (1992) desenvolveram uma análise numérica do escoamento de HFC 134-a em tubos capilares não-adiabáticos. O tubo capilar foi dividido em uma região líquida e uma região bifásica e considerou-se que a mudança de fase ocorria na porção inicial do capilar, considerada adiabática. Isto foi feito pois a equação usada na determinação do comprimento de líquido é válida somente para escoamentos adiabáticos. Efeitos de metaestabilidade também foram incluídos nesta equação através da correlação empírica, para CFC 12, proposta por Chen et al. (1990).

Existem algumas limitações neste enfoque do escoamento monofásico : a modelação falha no caso da porção inicial do capilar ser pequena ou do grau de subresfriamento ser grande, quando então o "flash point" poderia estar localizado na região do trocador de calor. Mesmo nos casos onde o comprimento de líquido (sem metaestabilidade) é menor do que o trecho inicial adiabático, a limitação se faz presente pelo fato da expressão para a metaestabilidade ser incluída apenas nos casos onde a soma do comprimento de líquido em equilíbrio com o comprimento de líquido metaestável for menor do que o comprimento do trecho inicial adiabático.

Os fatores de atrito, tanto de líquido quanto bifásico, foram calculados através da equação

de Colebrook. A forma de ponderação da viscosidade bifásica é a proposta por McAdams et al. (1942). No trecho bifásico, a resolução das equações de conservação foi feita através do método explícito de diferenças finitas, sendo a grande vantagem desta modelação, em relação à de Pate, o fato de não haver qualquer hipótese a respeito da variação do título.

Posteriormente, Dirik et al. (1994) validaram seu modelo através da comparação com resultados experimentais obtidos em uma bancada baseada em um ciclo de refrigeração por compressão mecânica de vapores.

Foram realizados ensaios com tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos, estes últimos com trocador de calor do tipo concêntrico. Não houve registro de pressão e temperatura ao longo do trocador de calor pelas grandes dificuldades envolvidas em tal processo. Pelo fato do capilar ficar embutido na linha de sucção, na região do trocador de calor, a fixação de transdutores de pressão e termopares que não perturbassem o escoamento ficava extremamente complicada, senão impossível. Foram, portanto, medidos os seguintes parâmetros : pressão e temperatura na entrada e saída do capilar, temperaturas na parede do capilar na região adiabática de entrada, temperatura na entrada e saída da linha de sucção e fluxo de massa de refrigerante.

A modelação do problema, incluindo as relações constitutivas, permaneceu a mesma do trabalho anterior (Dirik e Tanes, 1992). Apenas o método numérico de solução das equações diferenciais foi mudado de diferenças finitas para Runge-Kutta de quarta ordem.

A comparação com os resultados experimentais ficou restrita ao fluxo de massa, uma vez que não se tinha perfis de temperatura ou pressão ao longo do capilar. A faixa de erro entre os fluxos de massa, medido e calculado, para os ensaios não adiabáticos apresentados, ficou entre -8 e +5 % em relação ao valor medido. As comparações referem-se a dois tubos de 5,5 metros de comprimento, um de 0,66 e outro de 0,8 mm de diâmetro interno, sendo 6 testes para cada um dos tubos.

O emprego da equação empírica proposta por Chen et al. para quantificar a extensão da região de escoamento metaestável não se mostrou adequado. Os perfis de temperatura numérico e experimental, sendo este último obtido apenas para a região adiabática inicial, são comparados para um dos casos e fica óbvia a presença da metaestabilidade. Contudo, os comprimentos, calculado e medido, de líquido metaestável são, respectivamente, 471 e 1000 mm.

Isto representa uma diferença de 123 % e deve-se ressaltar o fato de Chen et al. afirmarem que a correlação apresenta um erro médio de 26 %. Este resultado pode prover tanto

da não aplicabilidade da equação ao caso, uma vez que ela foi obtida a partir de dados experimentais do CFC 12, quanto da aleatoriedade do fenômeno da metaestabilidade (Gonçalves, 1994).

Em 1994, Peixoto e Bullard apresentaram um modelo numérico para análise de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. O processo seguiu a mesma linha dos trabalhos anteriores onde as equações de conservação governantes eram resolvidas por um método de marcha, no caso o método implícito de diferenças finitas.

Os autores utilizaram a equação de Colebrook na determinação dos fatores de atrito na região de líquido e de escoamento bifásico quando a rugosidade do tubo era conhecida. A viscosidade na região bifásica era determinada através da correlação proposta por Dukler et al. (1964). Se o acabamento superficial do tubo não fosse conhecido, a expressão obtida por Pate (1982), que não é função da rugosidade relativa, era utilizada. Convém ressaltar que o próprio Pate afirmou em seu trabalho que a equação obtida para fator de atrito só seria aplicável ao tubo capilar para o qual ela foi desenvolvida pelo fato do acabamento superficial dos tubos variar de capilar para capilar.

Os coeficientes de transferência de calor foram calculados através da correlação de Sleicher e Rouse (1975) e a condição de blocagem era atingida quando o número de Mach do escoamento tornava-se unitário. A velocidade de propagação do som, utilizada no cálculo do número de Mach, era obtida segundo o modelo isentrópico.

O programa pode ser usado tanto para simulação quanto para projeto. Na simulação, a geometria do capilar e as condições às quais este está sujeito são conhecidas e a saída do programa consiste no fluxo de massa, juntamente com os perfis das propriedades de interesse. No caso de projeto, o comprimento do capilar é determinado, a partir das demais características geométricas e condições de operação.

Os resultados computacionais foram comparados com os resultados experimentais de Christensen e Jorgensen (1967) e apresentaram uma boa concordância. Contudo, como os próprios autores ressaltaram, estes resultados experimentais foram obtidos com base em um grau de subresfriamento na entrada do capilar de 15°C e, nesta condição, a região de líquido, que é bem prevista pela teoria, é grande.

Posteriormente, Peixoto et al. (1994) apresentaram uma análise experimental em trocadores de calor capilar-linha de sucção. A bancada desenvolvida era do tipo contínua, porém,

ao invés de utilizar compressores, a pressão do fluido era aumentada com uma bomba de líquido.

A unidade de testes era composta de três circuitos distintos : do fluido de teste, de etileno-glicol e de R 502, sendo que os dois últimos circuitos são auxiliares. Os argumentos para a utilização de tal bancada foram, basicamente, os mesmos de Pate que, como já comentado, não refletem a realidade. Os resultados fornecidos por Peixoto et al. serão comparados com os do presente modelo no capítulo 5.

Paiva et al. apresentaram em 1994 um outro trabalho também propondo-se a analisar trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção tanto computacional quanto experimentalmente.

A bancada experimental era basicamente a usada por Pate em 1982. Alguns resultados para tubos capilares adiabáticos são apresentados, não ocorrendo o mesmo para a situação não-adiabática.

O modelo é, da mesma forma, semelhante ao de Pate. As correlações empregadas para avaliar o coeficiente de transferência de calor foram Dittus-Boelter para escoamento líquido e Dittus-Boelter modificado (Pate, 1982) para escoamento bifásico. Não existem informações sobre a correlação utilizada no cálculo do coeficiente de transferência de calor da linha de sucção, e nem sobre a forma de ponderação da viscosidade bifásica. A principal vantagem em relação ao trabalho de Pate é que, da mesma forma que nos trabalhos de Dirik e Peixoto, não há qualquer hipótese a respeito do perfil de título.

Os fatores de atrito, tanto de líquido quanto da região bifásica, são obtidos com base na equação de Colebrook e o modelo de blocagem utilizado é o modelo homogêneo de equilíbrio isentrópico. O modelo deu origem a um algoritmo com possibilidades de projeto e simulação. Na opção de projeto, as equações diferenciais são integradas enquanto não se atinge a condição de blocagem ou a pressão de evaporação. Quando uma destas duas condições é obtida, o comprimento do tubo capilar é determinado. Na opção de simulação, usam-se métodos iterativos, uma vez que duas variáveis precisam convergir : fluxo de massa e temperatura do refrigerante da linha de sucção, na saída do trocador de calor. Os métodos numéricos utilizados não são explicitados no trabalho.

Deve-se ressaltar que a maioria das pesquisas na área de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, apesar de não serem muitas, são recentes e ligadas ao setor produtivo. Isso demonstra a importância tecnológica, além de científica, que o assunto vem adquirindo nos últimos tempos.

CAPÍTULO 3

MODELAÇÃO

3.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo, descreve-se qualitativamente o escoamento ao longo de tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos. A caracterização do escoamento bifásico como homogêneo é justificada com base em uma breve revisão bibliográfica e o equacionamento do problema é apresentado, assim como as relações constitutivas necessárias, o modelo de bloqueio e a avaliação da perda de carga na entrada do capilar.

3.2 - ANÁLISE QUALITATIVA DO ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES ADIABÁTICOS

O escoamento em um tubo capilar compreende dois regimes que são bastante diferentes entre si : o de fase única e o bifásico. A condição de entrada é, geralmente, de líquido subresfriado e, à medida que o escoamento se desenvolve, vapor vai sendo formado. Desta forma, o entendimento do escoamento, em ambos os regimes, é de importância fundamental para a correta modelação do problema.

Um estudo muito importante sobre o escoamento em tubos capilares foi realizado por Bolstad e Jordan (1948 e 1949), onde foram ensaiados tubos de vários diâmetros e comprimentos. Nestes ensaios, os autores obtiveram, pela primeira vez, os perfis de temperatura e pressão ao longo destes dispositivos.

Considerando o tubo capilar adiabático e com líquido subresfriado à sua entrada, os perfis teóricos são os mostrados na figura 3.1.

Convém ressaltar que, nesta figura, a escala de pressão é linear e os valores de temperatura, indicados no eixo y da direita, referem-se aos valores de temperatura de saturação correspondentes aos valores de pressão indicados no eixo y da esquerda. Desta forma, na região bifásica do escoamento, os valores de pressão e temperatura tornam-se coincidentes.

Na entrada do capilar, devido à súbita restrição causada pela redução de área, ocorre uma

perda de carga localizada e a pressão cai da pressão de condensação para P_2 .

Entre os pontos 2 e 3, a queda de pressão é linear, pois ocorre apenas por fricção, sendo que a temperatura permanece aproximadamente constante. Na realidade, um pequeno aumento de temperatura, quase imperceptível, ocorre pois a energia proveniente da dissipação viscosa transforma-se em calor elevando a temperatura do fluido.

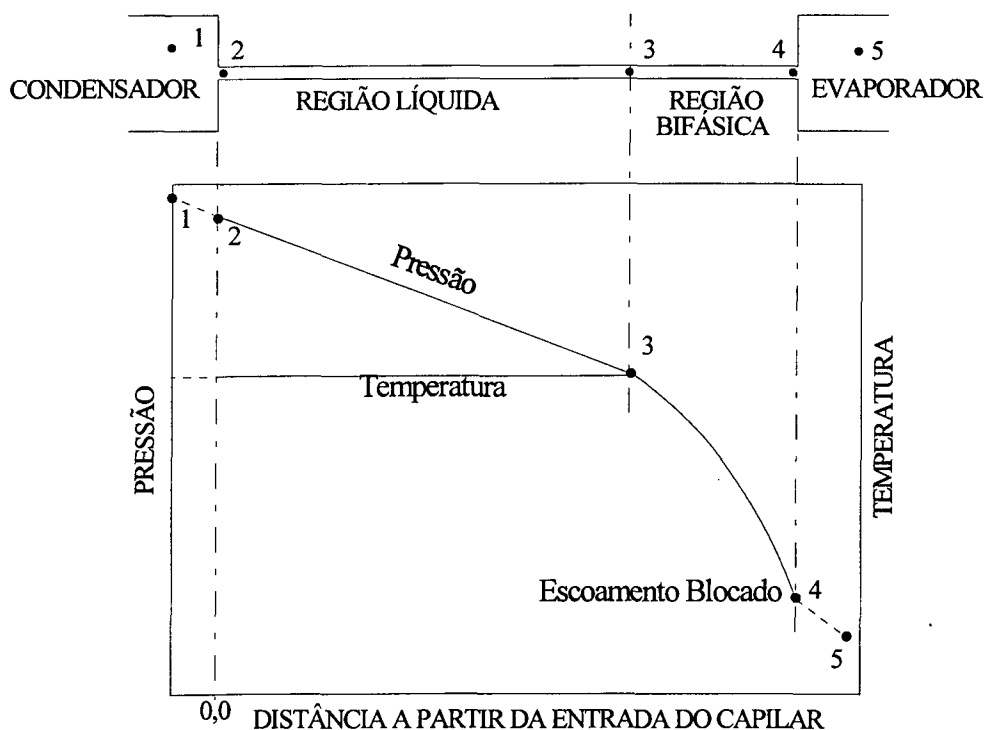


Figura 3.1 - Perfis de temperatura e pressão ao longo de um capilar adiabático

No ponto 3, a pressão do escoamento atinge o nível da pressão de saturação correspondente à temperatura do fluido. Neste ponto, vapor começa a ser formado, provocando um aumento contínuo do gradiente de pressão. Na região de saturação, entre os pontos 3 e 4, as curvas de pressão e temperatura são coincidentes.

O ponto 4 representa o ponto de bloqueio, onde o escoamento torna-se crítico. Caso ocorra, esta condição se dará, obrigatoriamente, na extremidade de saída do tubo. A pressão de evaporação é, neste caso, inferior à pressão crítica. Assim, a própria entrada do evaporador funciona como um agente causador de uma perda de carga localizada que reduz a pressão do escoamento, da pressão de bloqueio até o nível da pressão de evaporação.

O escoamento ao longo de um tubo capilar adiabático segue uma linha de Fanno. Por linha de Fanno entende-se a sequência de estados termodinâmicos de um escoamento viscoso e

adiabático representada em um diagrama entalpia-entropia. Na figura 3.2, mostra-se uma linha de Fanno.

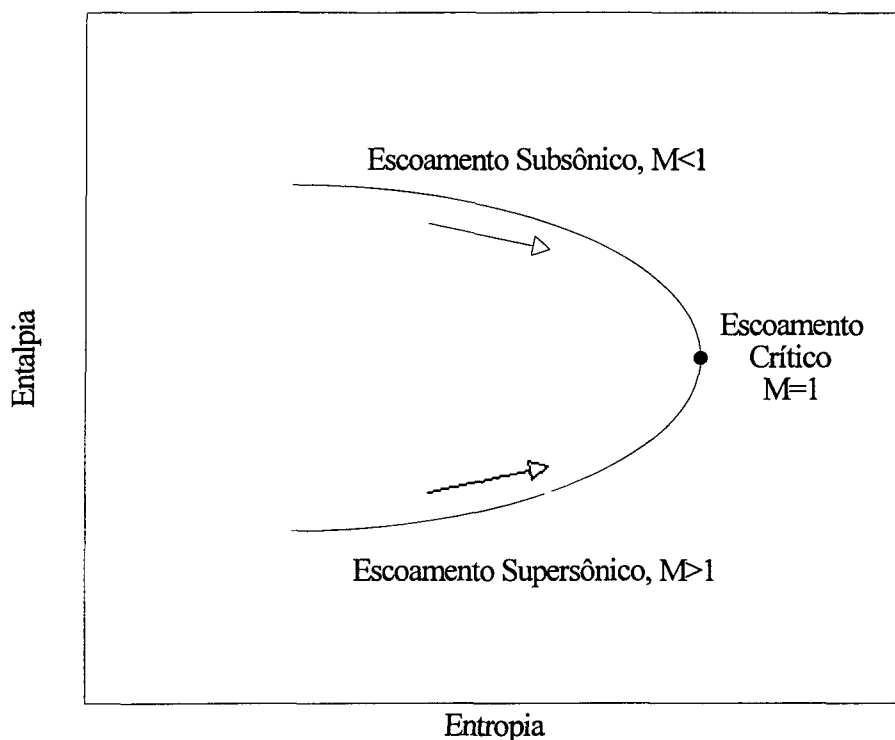


Figura 3.2 - Linha de Fanno

O ramo superior da curva representa o escoamento no capilar. Neste, a entropia aumenta continuamente, pois trata-se de uma transformação irreversível, e a entalpia se reduz, como um requisito da conservação da energia. Nesta parte da curva, o escoamento é subsônico, ou seja, a velocidade do escoamento é menor do que a velocidade de propagação do som. À medida em que o escoamento se desenvolve, o número de Mach, um grupamento adimensional dado por

$$M = \frac{V}{a}$$

onde V = Velocidade do escoamento (m/s)

a = Velocidade de propagação do som (m/s),

vai crescendo e, no ponto de inflexão, atinge o valor unitário. Neste ponto, a entropia apresenta seu valor máximo e o escoamento é dito bloqueado, ou crítico. Se o escoamento prosseguisse para o ramo inferior da curva, ocorreria uma redução da entropia, violando a segunda lei da termodinâmica. Isto explica o fato da bloqueagem só poder acontecer na extremidade do capilar.

A figura 3.1 representa um escoamento teórico. Na prática, ocorre um outro fenômeno que modifica os perfis : a metaestabilidade.

A metaestabilidade é um fenômeno de desequilíbrio termodinâmico caracterizado pela presença de líquido em um escoamento onde o par de propriedades pressão-temperatura indica que dever-se-ia ter atingido o estado de saturação e, conseqüentemente, ocorrido a formação de vapor. O que ocorre, na realidade, é um atraso na vaporização, que faz com que os perfis se pareçam com os mostrados na figura 3.3.

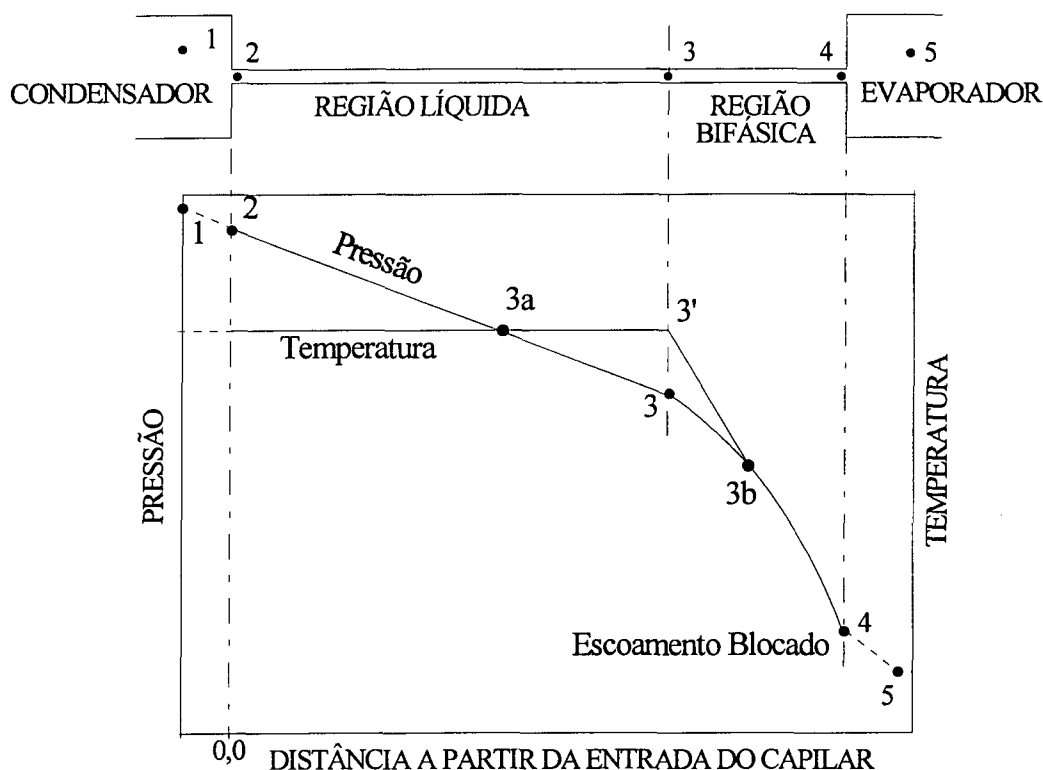


Figura 3.3 - Escoamento metaestável em um capilar adiabático

O ponto 3a representa o instante em que a pressão do escoamento iguala-se à pressão de saturação correspondente à temperatura do fluido. A partir deste ponto, as curvas de temperatura e pressão deveriam ser coincidentes. No entanto, a temperatura se mantém aproximadamente constante, enquanto a pressão é reduzida linearmente, fazendo com que, de 3a a 3, configure-se um estado de líquido superaquecido, ou líquido metaestável.

Em 3' forma-se a primeira bolha de vapor e a temperatura começa a ser reduzida, porém a situação ainda é de não-equilíbrio uma vez que as curvas de pressão e temperatura não são coincidentes. Este estado é caracterizado como mistura bifásica metaestável. A partir de 3b, o sistema volta ao equilíbrio.

O fenômeno da metaestabilidade é extremamente complexo. Alguns pesquisadores (Chen et al., 1990) procuraram quantificar a extensão da região de escoamento metaestável. Gonçalves

(1994), mais recentemente, mostrou que a metaestabilidade é um fenômeno aleatório. Assim, para um mesmo capilar e uma mesma condição de operação, a extensão do trecho de escoamento metaestável pode variar substancialmente.

A metaestabilidade é um fenômeno que altera a condição de funcionamento do capilar, modificando o fluxo de massa. Esta é uma limitação em praticamente todos os modelos que se propõem a simular o escoamento em tubos capilares, sendo este, também, um fator limitante no presente trabalho.

3.3 - ANÁLISE QUALITATIVA DO ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES NÃO-ADIABÁTICOS

Como exposto no capítulo 1, os tubos capilares são usualmente dispostos de forma a trocar calor com a linha de sucção. Esta configuração modifica o escoamento em alguns aspectos fundamentais que serão aqui abordados.

Os tubos capilares não-adiabáticos podem ter sua extensão dividida em três partes, como mostra a figura 3.4 :

- Região de entrada. Nesta região, o capilar não troca calor com a linha de sucção. A troca de calor, por convecção natural, ocorre com o ar ambiente. Em alguns modelos, este trecho é considerado adiabático pelo fato da taxa de transferência de calor ser menor que na região do trocador de calor.
- Região do trocador de calor. Constitui-se na porção intermediária do capilar, onde ocorre transferência de calor com a linha de sucção.
- Região de saída. Como na região de entrada, não há troca de calor com a linha de sucção, ocorrendo transferência de calor somente com o ar ambiente

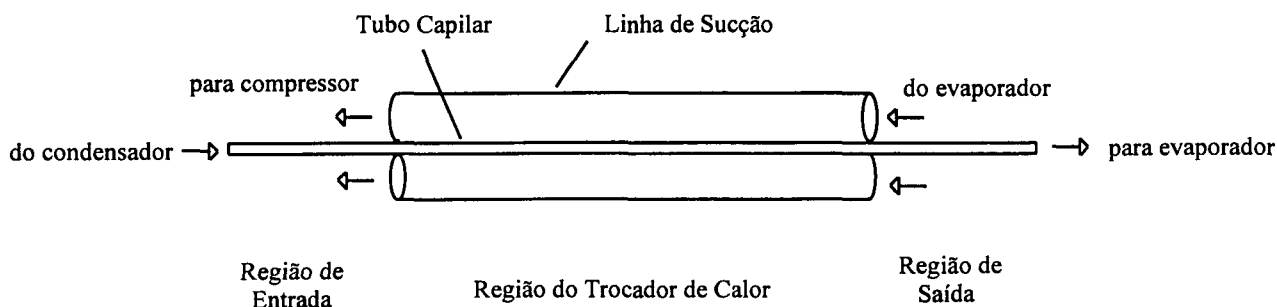


Figura 3.4 - Esquema de trocador de calor capilar-linha de sucção

Suponha-se, agora, uma situação na qual o comprimento de entrada seja suficientemente grande ou o grau de subresfriamento suficientemente pequeno para que o início da vaporização se dê antes do início do trocador de calor.

A partir do "flash point", soma-se à parcela da perda de carga por atrito, a parcela referente à aceleração do fluido. Isso inicia um processo de reação em cadeia, onde a aceleração aumenta a perda de carga, que faz com que mais vapor se forme, aumentando a aceleração. Por essa razão, o gradiente de pressão tende a aumentar cada vez mais, em valores absolutos, no trecho bifásico.

A formação de vapor requer uma certa quantidade de energia, por ser um processo de mudança de fase. Esta energia é fornecida pelo líquido que tem, como consequência, sua temperatura reduzida.

No trecho do trocador de calor, o gradiente de pressão não mantém a sua tendência devido a transferência de calor. A energia que o líquido forneceria para o processo de formação do vapor é transferida, parcial ou integralmente, para a linha de sucção, dependendo dos parâmetros relevantes da troca de calor. Assim, a taxa de formação de vapor é reduzida ou eliminada, fazendo com que a influência da aceleração na perda de carga diminua ou deixe de existir.

O perfil de pressão correspondente seria semelhante ao mostrado na figura 3.5.

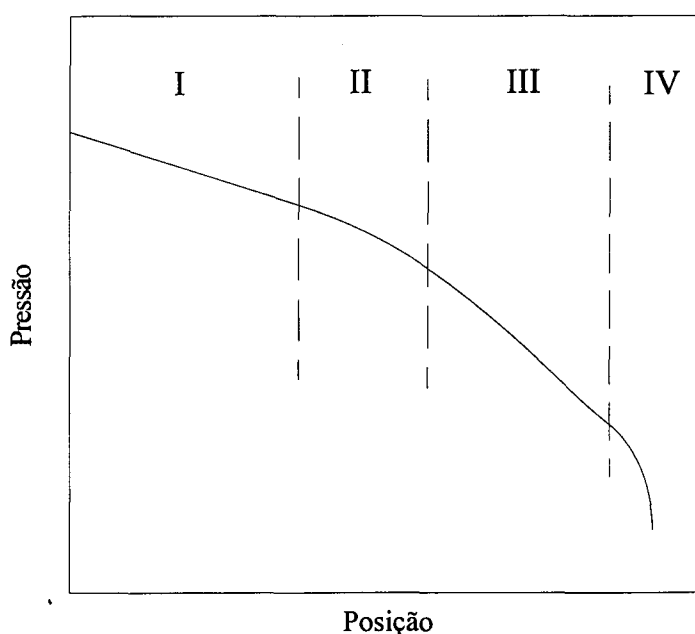


Figura 3.5 - Perfil de pressão típico em um capilar não-adiabático

A região I representa o comprimento de líquido, onde se verifica uma queda linear de pressão. Na região II, o escoamento é bifásico, porém ainda não se atingiu o trocador de calor. O perfil de pressão na região III, que representa a região do trocador de calor, é aproximadamente linear pois vapor deixou de ser formado. A inclinação é maior do que no trecho anterior pois a perda de carga aumenta com a presença do vapor, mesmo em pequena quantidade. No trecho final desta região, o gradiente de pressão diminui, indicando que a transferência de calor fez com que o vapor se condensasse totalmente. O trecho IV compreende a região de saída, onde a aceleração volta a ocorrer, e o gradiente de pressão aumenta continuamente.

Uma boa visão da diferença entre tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos pode ser obtida analisando-se os escoamentos correspondentes através de diagramas P-h e t-s, como na figura 3.6.

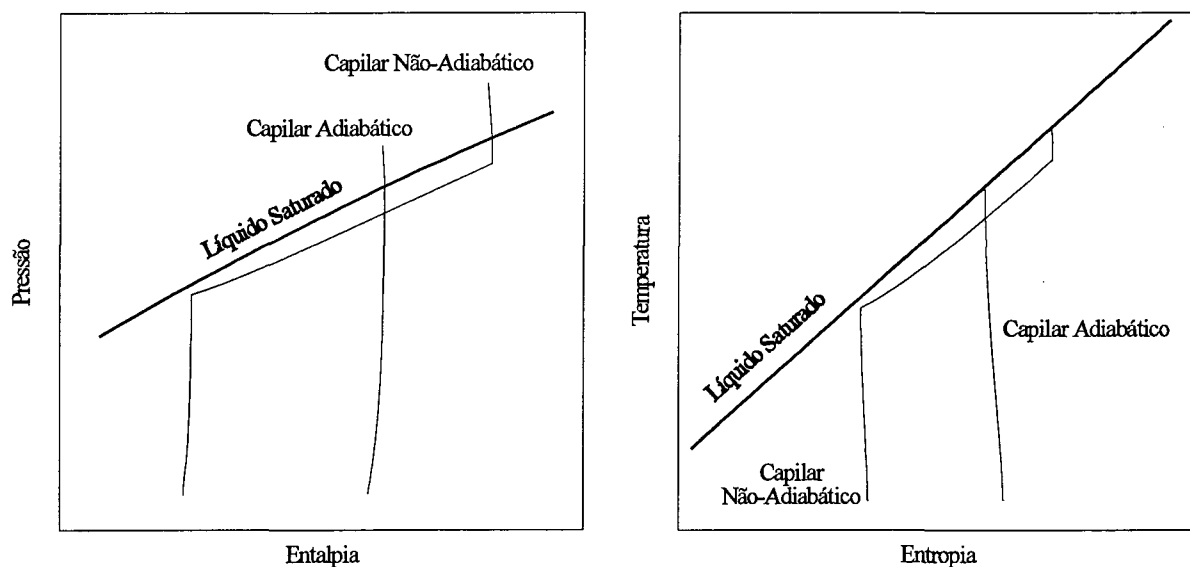


Figura 3.6 - Escoamentos adiabáticos e não-adiabáticos típicos em diagramas P-h e t-s

O diagrama P-h mostra porque o processo de expansão em capilares adiabáticos é, às vezes, considerado isentálpico: a redução da entalpia é bastante pequena. Em um trocador de calor capilar-linha de sucção, por outro lado, a redução de entalpia é maior em virtude da transferência de calor. No diagrama t-s visualiza-se o aumento da entropia ao longo do escoamento em um tubo capilar adiabático. Para o capilar não-adiabático, no entanto, a entropia diminui como consequência da transferência de calor.

O fato do estado termodinâmico do refrigerante ao longo do escoamento, em um tubo capilar não-adiabático, se aproximar da linha de líquido saturado é um dos motivos que justificam o uso do trocador de calor, por aumentar a capacidade de refrigeração.

A figura 3.7 mostra uma variação possível do título do refrigerante ao longo de tubos capilares adiabáticos e não-adiabáticos. No capilar adiabático, a partir do "flash-point", o título começa a crescer a taxas cada vez maiores até o final do tubo, como consequência da reação em cadeia entre a queda de pressão e aceleração, descrita anteriormente. No capilar não-adiabático a tendência de crescimento é a mesma na região de entrada. A partir do "flash point", o título estabiliza-se por algum tempo e, em seguida, diminui, indicando que está havendo recondensação. No final do trocador de calor, aparece um segundo ponto de início de vaporização, o que provoca um novo aumento do título. Fica claro, então, que o trocador de calor origina um título menor na saída do capilar.

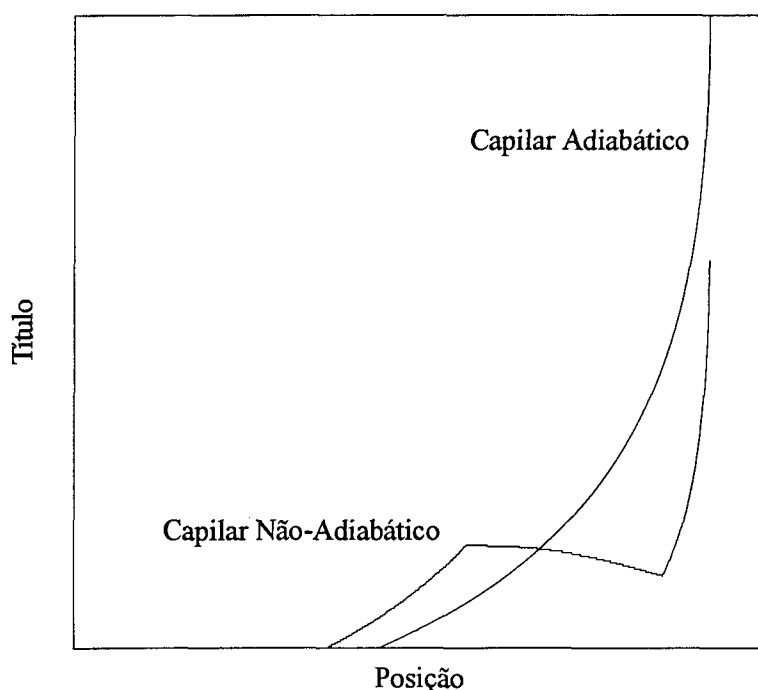


Figura 3.7 - Perfis de título típicos ao longo de capilares adiabáticos e não-adiabáticos

Um outro ponto a notar é que o escoamento em um tubo capilar não-adiabático deixa de seguir uma mesma linha de Fanno antes e depois da troca de calor. Assim, não é mais válida a afirmação de que, no ponto de bloqueio, a entropia do escoamento é máxima.

3.4 - ESTUDO DO PADRÃO DE ESCOAMENTO EM TUBOS CAPILARES

A seleção de um modelo adequado para o escoamento bifásico, depende da determinação do tipo de padrão de escoamento. Por padrão de escoamento, entende-se a forma com que as fases líquida e de vapor se distribuem. Esta configuração pode ser de grandes bolhas de vapor, de caráter intermitente, dispersas no líquido ou de pequenas gotas de líquido sendo arrastadas

vapor. Estes dois padrões foram citados apenas para ilustrar a diversidade entre as inúmeras configurações possíveis. A modelação, ou equacionamento do problema, depende fortemente do padrão de escoamento em questão, principalmente no que se refere às hipóteses simplificativas que podem ser admitidas.

Cooper et al. (1957) realizaram um trabalho experimental de visualização do escoamento em tubos capilares utilizando um tubo de vidro. Os autores estudaram o fenômeno da metaestabilidade, mas a técnica de visualização empregada foi também importante para caracterizar o escoamento bifásico como uma névoa, sem grandes bolhas, e portanto intrinsecamente homogêneo.

Mikol e Dudley (1964), em seu trabalho de visualização do escoamento em tubos capilares adiabáticos, associaram o início da vaporização do fluido refrigerante com o aparecimento de uma corrente de pequenas bolhas, originando-se na parede do tubo, ou muito próximo dela. Tais bolhas crescem à medida que escoam ao longo do tubo, movendo-se para o centro, sendo sempre envolvidas pelo líquido. Com o aumento da velocidade do vapor, a transferência de quantidade de movimento entre as duas fases aparentemente aumenta, observando-se a partir daí um escoamento homogêneo de líquido e vapor.

Na realidade, o regime de escoamento é dependente de uma série de fatores, inclusive do fluxo de massa. É sabido que o escoamento tende a se homogeneizar com o aumento do fluxo de massa pois isso aumenta a velocidade e propicia uma mistura mais efetiva entre as fases.

Choe et al. (1976) estabeleceram um critério baseado justamente no fluxo de massa para caracterizar o escoamento como homogêneo. Segundo este critério, qualquer escoamento com fluxo de massa por unidade de área maior que $2712 \text{ kg/s} \cdot \text{m}^2$ pode ser considerado homogêneo. Assim, por exemplo, para um capilar de 0,8 mm de diâmetro, fluxos de massa acima de 4,9 kg/h resultariam em um escoamento homogêneo. Se o diâmetro for de 0,66 mm, o fluxo de massa teria que ser de apenas 3,3 kg/h. Fluxos de massa dessa ordem são, freqüentemente, encontrados nos escoamentos em tubos capilares, porém, a justificativa da escolha do modelo homogêneo não pode se firmar apenas neste critério.

A justificativa mais plausível para a adoção do modelo homogêneo consiste nos bons resultados obtidos em uma série de trabalhos prévios que fizeram uso desta hipótese (Koizumi e Yokoyama, 1980 e Boabaid Neto, 1994). Apesar de tratarem-se de análises de tubos capilares adiabáticos, argumenta-se que tal hipótese pode também ser aplicada ao caso não-adiabático.

3.5 - MODELO TEÓRICO PROPOSTO

O objetivo do presente trabalho é o desenvolvimento de um modelo computacional para simular o escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares não-adiabáticos. Entretanto, como um primeiro passo neste sentido, o problema adiabático, que é mais simples, foi abordado. Após a validação do modelo adiabático, implementaram-se os procedimentos necessários para adaptá-lo ao caso com transferência de calor.

A seguir, as equações para ambas as situações são deduzidas, com base nas hipóteses simplificativas apresentadas.

3.5.1 - Modelo Adiabático

As hipóteses simplificativas deste modelo são :

- a) o tubo capilar é reto, horizontal e de seção transversal constante.
- b) efeitos de metaestabilidade são desconsiderados.
- c) o escoamento é adiabático e em regime permanente.
- d) o fluido refrigerante é puro.
- e) o escoamento bifásico é considerado homogêneo.
- f) o escoamento é incompressível na região de líquido.

3.5.1.1 - Equações Governantes para a Fase Líquida

i) Conservação da Quantidade de Movimento

Aplicando-se o princípio da conservação da quantidade de movimento ao volume de controle indicado na figura 3.8 e desprezando variações de energia cinética como consequência da incompressibilidade do escoamento, obtém-se :

$$\frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot P|_z - \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot \left(P|_z + \frac{dP}{dZ} \cdot dZ \right) - \tau_0 \cdot \pi \cdot D \cdot dZ = 0 \quad (3.1)$$

Depois das simplificações, a equação 3.1 torna-se :

$$\frac{dP}{dZ} = - \frac{4 \cdot \tau_0}{D} \quad (3.2)$$

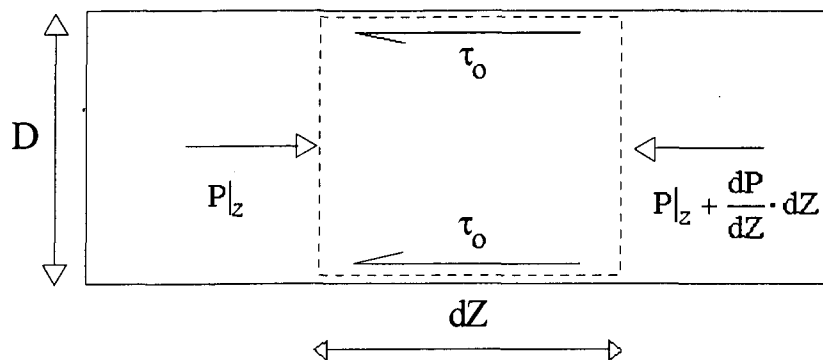


Figura 3.8 - Volume de controle para o balanço de forças na região de líquido do capilar adiabático

A tensão de cisalhamento na parede pode ser expressa como :

$$\tau_0 = \frac{f_{sp}}{8} \cdot \rho \cdot V^2 \quad (3.3)$$

onde f é o fator de atrito de Darcy.

A velocidade do escoamento pode ser eliminada desta equação utilizando o conceito de fluxo de massa por unidade de área (G) :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} = \rho \cdot V = \frac{V}{v} \quad (3.4)$$

Assim, a equação 3.2 torna-se :

$$\boxed{\frac{dP}{dZ} = - \frac{f_{sp}}{2} \cdot \frac{G^2 \cdot v}{D}} \quad (3.5)$$

que é a forma final da equação da conservação da quantidade de movimento na região líquida, do capilar adiabático.

ii) Conservação da Energia

Considerando mais uma vez a incompressibilidade do escoamento, um balanço de energia aplicado ao volume de controle da figura 3.9 fornece :

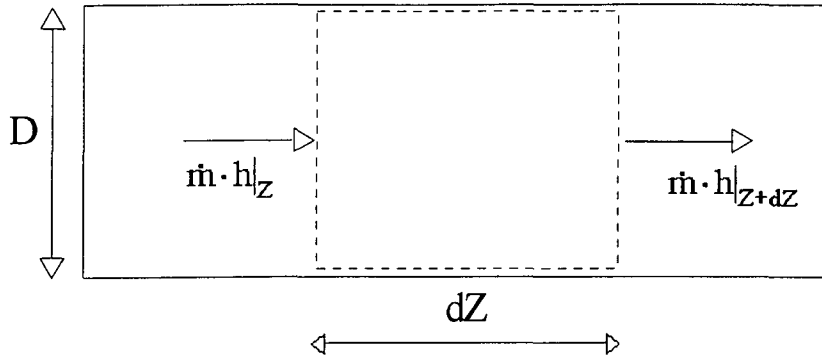


Figura 3.9 -Volume de controle para o balanço de energia na região de líquido do capilar adiabático

$$\dot{m} \cdot h|_Z = \dot{m} \cdot h|_{Z+dZ} \quad (3.6)$$

A entalpia pode ser dada por :

$$h = u + P \cdot v \quad (3.7)$$

Considerando que o calor específico a volume constante é definido como :

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_v \quad (3.8)$$

pode-se reescrever a equação 3.6 da seguinte forma :

$$\dot{m} \cdot \left[c_v \cdot t|_Z + (P \cdot v)|_Z \right] = \dot{m} \cdot \left[c_v \cdot t|_{Z+dZ} + (P \cdot v)|_{Z+dZ} \right] \quad (3.9)$$

Expandindo os termos do lado direito da equação 3.9 em série de Taylor e simplificando, tem-se :

$$c_v \cdot \frac{dt}{dZ} + \frac{d(P \cdot v)}{dZ} = 0 \quad (3.10)$$

O volume específico do líquido pode ser considerado constante e retirado da derivada. Isto pode ser feito pois, para o líquido, variações de temperatura não acarretam modificações significativas no volume específico. Assim a equação 3.10 torna-se :

$$\boxed{\frac{dt}{dZ} = - \frac{v}{c_v} \cdot \frac{dP}{dZ}} \quad (3.11)$$

O termo à direita da equação 3.11 representa a dissipação viscosa do escoamento. Como não há transferência de calor com o meio externo, a energia proveniente do atrito só pode contribuir para o aumento da temperatura do fluido.

3.5.1.2 - Equações Governantes para o Escoamento Bifásico

i) Conservação da Quantidade de Movimento

Aplicando o princípio da conservação da quantidade de movimento ao volume de controle indicado na figura 3.10, obtém-se :

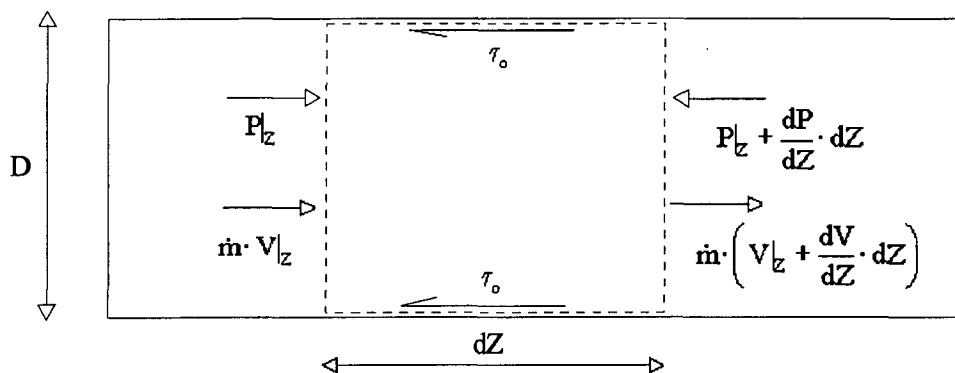


Figura 3.10 - Volume de controle para o balanço de forças na região bifásica do capilar adiabático

$$\frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot P|_z - \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot \left(P|_z + \frac{dP}{dZ} \cdot dZ \right) - \tau_0 \cdot \pi \cdot D \cdot dZ = \dot{m} \cdot \left(V|_z + \frac{dV}{dZ} \cdot dZ \right) - \dot{m} \cdot V|_z \quad (3.12)$$

Ou,

$$-\frac{dP}{dZ} \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} - \tau_0 \cdot \pi \cdot D = \dot{m} \cdot \frac{dV}{dZ} \quad (3.13)$$

Utilizando as equações 3.3 e 3.4, a equação 3.13 torna-se :

$$\frac{dP}{dZ} = -\frac{f_{fp}}{2} \cdot \frac{G^2 \cdot v}{D} - G^2 \cdot \frac{dv}{dZ} \quad (3.14)$$

A equação 3.14 é a forma final da equação da conservação da quantidade de movimento. Esta equação, entretanto, não está escrita de forma a possibilitar o uso do método de Runge-

Kutta. A relação indicada a seguir,

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dZ} &= \frac{d}{dZ} [x \cdot v_g + (1-x) \cdot v_f] = x \cdot \frac{dv_g}{dZ} + v_g \cdot \frac{dx}{dZ} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dZ} - v_f \cdot \frac{dx}{dZ} = \\ &= \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP} \right] \cdot \frac{dP}{dZ} + v_{fg} \cdot \frac{dx}{dZ} \end{aligned} \quad (3.15)$$

quando substituída na equação 3.14, origina :

$$\frac{dP}{dZ} = - \frac{\frac{f_p}{2} \cdot \frac{G^2}{D} \cdot [x \cdot v_g + (1-x) \cdot v_f] + G^2 \cdot v_{fg} \cdot \frac{dx}{dZ}}{1 + G^2 \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP} \right]} \quad (3.16)$$

ii) Conservação da Energia

Um balanço de energia no volume de controle indicado na figura 3.11 fornece :

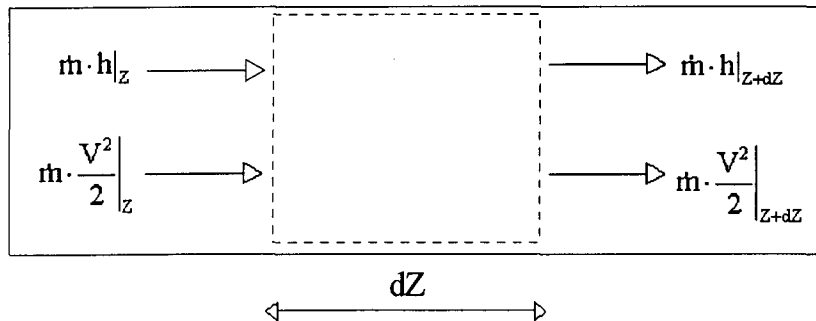


Figura 3.11 - Volume de controle para o balanço de energia na região bifásica do capilar adiabático

$$\dot{m} \cdot h|_z + \dot{m} \cdot \frac{V^2}{2} \Big|_z = \dot{m} \cdot h|_{z+dZ} + \dot{m} \cdot \frac{V^2}{2} \Big|_{z+dZ} \quad (3.17)$$

$$\dot{m} \cdot h|_z + \dot{m} \cdot \frac{V^2}{2} \Big|_z = \dot{m} \cdot \left(h|_z + \frac{dh}{dZ} \cdot dZ + \frac{V^2}{2} \Big|_z + \frac{1}{2} \cdot \frac{dV^2}{dZ} \cdot dZ \right) \quad (3.18)$$

$$\frac{dh}{dZ} + \frac{1}{2} \cdot \frac{dV^2}{dZ} = 0 \quad (3.19)$$

Utilizando a equação 3.4, a equação 3.19 pode ser escrita como :

$$\frac{dh}{dZ} = -G^2 \cdot v \cdot \frac{dv}{dZ} \quad (3.20)$$

Da mesma forma que a equação 3.14, a equação 3.20, que é a forma final do balanço de energia, também não está escrita de forma conveniente para a aplicação do método de solução.

Considerando que :

$$\frac{dh}{dZ} = \left[x \cdot \frac{dh_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dh_f}{dP} \right] \cdot \frac{dP}{dZ} + h_{fg} \cdot \frac{dx}{dZ} \quad (3.21)$$

e substituindo esta equação, juntamente com a equação 3.15, na equação 3.20, obtém-se :

$$\frac{dx}{dZ} = \frac{- \left\{ x \cdot \frac{dh_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dh_f}{dP} + G^2 \cdot v \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP} \right] \right\} \cdot \frac{dP}{dZ}}{h_{fg} + G^2 \cdot v \cdot v_{fg}} \quad (3.22)$$

A substituição da equação 3.16, na equação anterior origina :

$$\boxed{\frac{dx}{dZ} = \frac{c \cdot e}{a \cdot b - c \cdot d}} \quad (3.23)$$

onde

$$a = h_{fg} + G^2 \cdot v_{fg} \cdot [x \cdot v_g + (1-x) \cdot v_f]$$

$$b = 1 + G^2 \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP} \right]$$

$$c = x \cdot \frac{dh_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dh_f}{dP} + G^2 \cdot v \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP} \right]$$

$$d = G^2 \cdot v_{fg}$$

$$e = \frac{f}{2} \cdot \frac{G^2 \cdot v}{D}$$

3.5.2 - Modelo Não-Adiabático

O modelo não-adiabático está baseado nas mesmas hipóteses simplificativas do modelo adiabático, com exceção, é óbvio, do escoamento não ser considerado adiabático. Considera-se que o tubo capilar é dividido em três regiões distintas : uma em que constitui um trocador de calor com a linha de sucção e outras duas em que troca calor apenas com o ambiente. A região do trocador de calor também troca calor com o meio ambiente.

Na obtenção das equações, deve-se considerar as diferenças entre os dois tipos de trocador de calor capilar-linha de sucção, descritos no capítulo 1 e mostrados na figura 3.12.

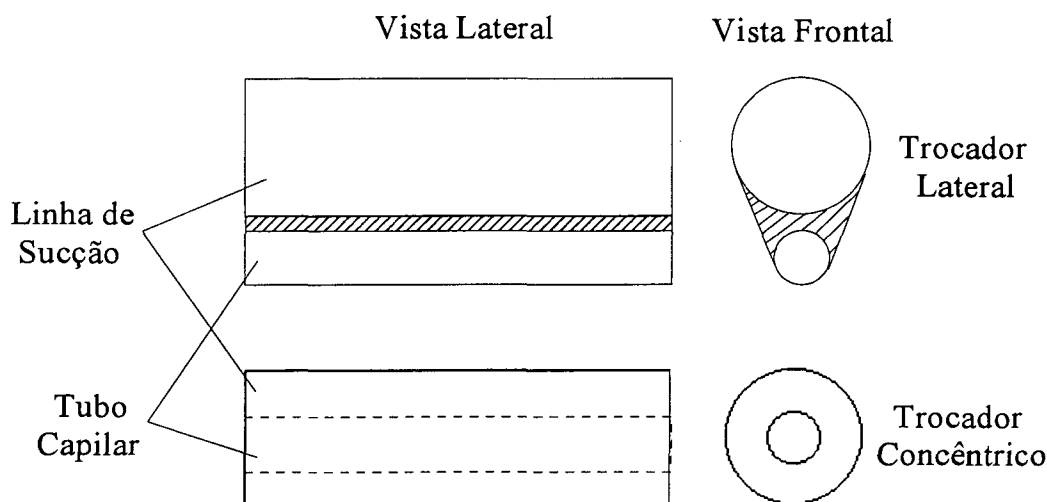


Figura 3.12 - Esquema dos tipos de trocador de calor

O desenvolvimento das equações será feito apenas para um dos tipos de trocador de calor, uma vez que em algumas equações não há modificação alguma e, em outras a diferença é mínima. Ao final do desenvolvimento, as equações que forem diferentes entre um tipo e outro de trocador de calor serão apresentadas.

3.5.2.1 - Equações Governantes para a Fase Líquida

i) Conservação da Quantidade de Movimento para o Capilar

A equação da conservação da quantidade de movimento da fase líquida é a mesma obtida para o caso adiabático (equação 3.5), tanto para a região do trocador de calor quanto para a região de entrada.

ii) Conservação da Energia para o Capilar - Região do Trocador de Calor

Considere-se o volume de controle para um trocador de calor tipo concêntrico, como o indicado na figura 3.13.

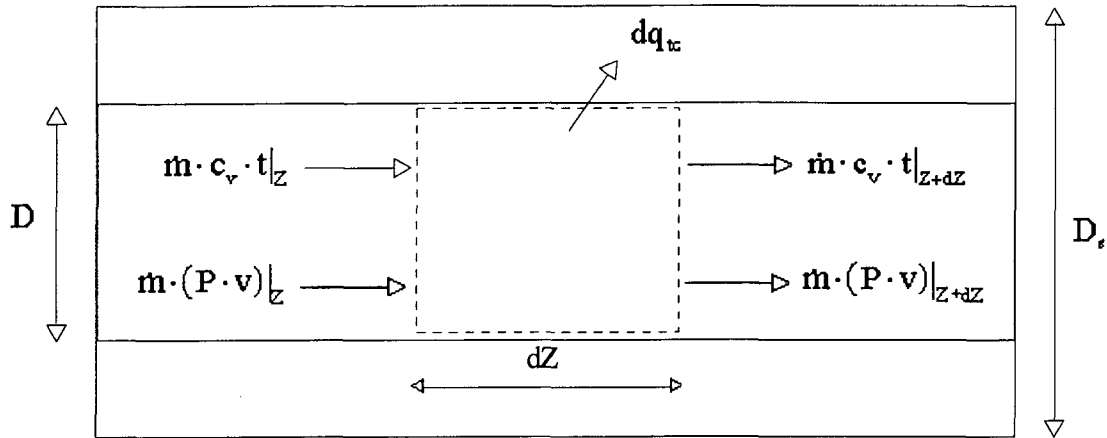


Figura 3.13 - Volume de controle para balanço de energia da fase líquida do capilar não-adiabático - região do trocador de calor

Na figura, a entalpia já foi dividida em energia interna e trabalho de escoamento, da mesma forma que no caso adiabático.

$$\dot{m} \cdot c_v \cdot t|_Z + \dot{m} \cdot (P \cdot v)|_Z = \dot{m} \cdot c_v \cdot t|_{Z+dZ} + \dot{m} \cdot (P \cdot v)|_{Z+dZ} + dq_{tc} \quad (3.24)$$

Desenvolvendo a equação 3.24, chega-se a :

$$c_v \cdot \frac{dt}{dZ} + \frac{d}{dZ}(P \cdot v) = -\frac{1}{\dot{m}} \cdot \frac{dq_{tc}}{dZ} \quad (3.25)$$

O termo de transferência de calor com a linha de sucção é dado por :

$$dq_{tc} = h_c \cdot \pi \cdot D \cdot dZ \cdot (t - t_p) \quad (3.26)$$

onde t_p representa a temperatura na parede do capilar.

Pode-se eliminar a temperatura na parede, definindo-se a transferência de calor em termos de um coeficiente global.

Assim, para um trocador de calor do tipo concêntrico :

$$d(UA_{c,s}) = \frac{1}{\frac{1}{h_c \cdot \pi \cdot D \cdot dZ} + \frac{1}{h_s \cdot \pi \cdot D_{ext} \cdot dZ}} \quad (3.27)$$

Para um trocador lateral, ter-se-ia :

$$d(UA_{c,s}) = \frac{1}{\frac{1}{h_c \cdot \pi \cdot D \cdot dZ} + \frac{1}{h_s \cdot \pi \cdot D_s \cdot dZ}} \quad (3.28)$$

Pode-se notar que a diferença entre as duas equações anteriores reside somente na área em que a resistência térmica do lado da linha de sucção está baseada. No caso de trocadores concêntricos, é a área externa do capilar. Já para trocadores laterais, é a área interna da linha de sucção.

Usando esta definição, a parcela infinitesimal de troca de calor entre o capilar e a linha de sucção pode ser dada por :

$$dq_{tc} = d(UA_{c,s}) \cdot (t - t_s) \quad (3.29)$$

Substituindo a equação 3.29 na equação 3.25 e utilizando a hipótese de escoamento incompressível, chega-se a :

$$\boxed{\frac{dt}{dZ} = -\frac{v}{c_v} \cdot \frac{dP}{dZ} - \frac{1}{\dot{m} \cdot c_v} \cdot UA'_{c,s} \cdot (t - t_s)} \quad (3.30)$$

onde :

$$UA'_{c,s} = \frac{d(UA_{c,s})}{dZ} \quad (3.31)$$

Uma simplificação foi feita na obtenção da equação 3.30. Note-se que se o trocador for do tipo lateral, uma parcela referente à troca de calor, por convecção natural, entre a superfície externa do tubo capilar e o meio ambiente deveria aparecer. Nesta configuração, a energia que o tubo capilar troca por convecção natural é bem menor do que a energia que é perdida para a linha de sucção e, por este motivo, foi desconsiderada.

iii) Conservação da Energia para o Capilar - Região de Entrada

Efetuada-se um balanço de energia no volume de controle indicado na figura 3.14 obtém-se :

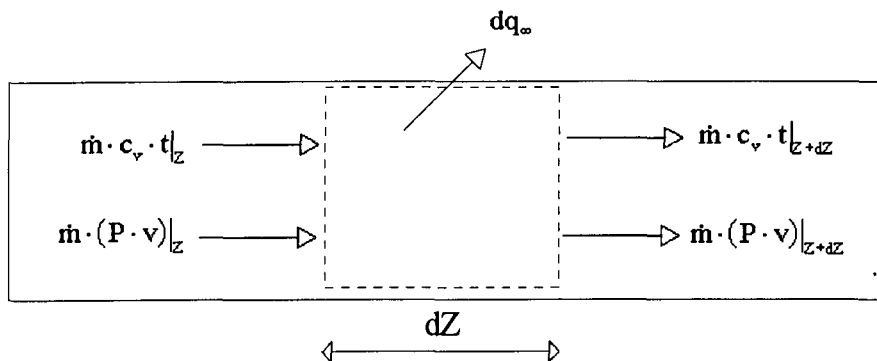


Figura 3.14 - Volume de controle para balanço de energia da fase líquida no capilar não-adiabático - região de entrada

$$c_v \cdot \frac{dt}{dZ} + \frac{d}{dZ}(P \cdot v) = -\frac{1}{\dot{m}} \cdot \frac{dq_{\infty}}{dZ} \quad (3.32)$$

onde o termo dq_{∞} representa a convecção natural, sendo dado por :

$$dq_{\infty} = d(UA_{c,\infty}) \cdot (t - t_{\infty}) \quad (3.33)$$

O coeficiente global de transferência de calor é definido, neste caso, como :

$$d(UA_{c,\infty}) = \frac{1}{\frac{1}{h_c \cdot \pi \cdot D \cdot dZ} + \frac{1}{h_{\infty} \cdot \pi \cdot D_{ext} \cdot dZ}} \quad (3.34)$$

O método de avaliação das trocas de calor por convecção natural é apresentado, em detalhes, no Apêndice B.

Substituindo a equação 3.33 na equação 3.32 e considerando o escoamento como incompressível, chega-se a :

$$\frac{dt}{dZ} = -\frac{1}{\dot{m} \cdot c_v} \cdot UA'_{c,\infty} \cdot (t - t_{\infty}) - \frac{v}{c_v} \cdot \frac{dP}{dZ} \quad (3.35)$$

3.5.2.2 - Equações Governantes para o Escoamento Bifásico

i) Conservação da Quantidade de Movimento no Capilar

A equação da conservação da quantidade de movimento é a mesma obtida para o caso adiabático, equação 3.16, tanto para as regiões de entrada e saída quanto para a região do trocador de calor.

ii) Conservação da Energia para o Tubo Capilar - Região do Trocador de Calor

Considere-se o volume de controle mostrado na figura 3.16.

Efetuando o balanço de energia e desenvolvendo, chega-se a :

$$\dot{m} \cdot \frac{dh}{dZ} + \dot{m} \cdot V \cdot \frac{dV}{dZ} = - \frac{dq_{tc}}{dZ} \quad (3.41)$$

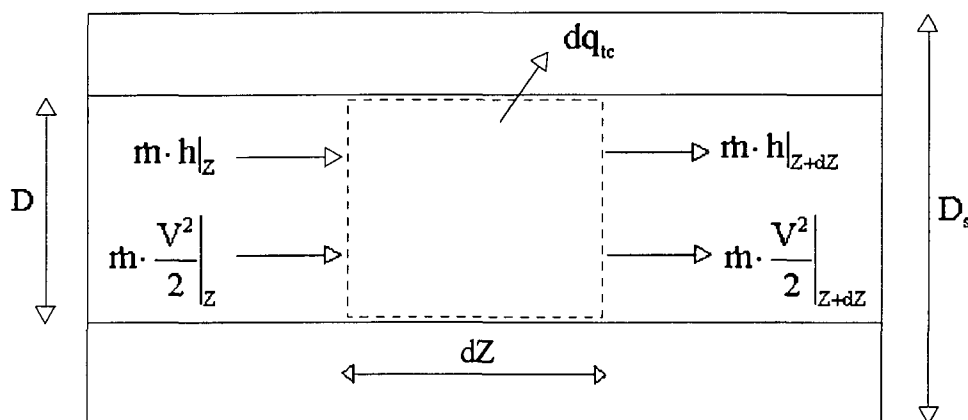


Figura 3.16 - Volume de controle para balanço de energia do escoamento bifásico no capilar não-adiabático - região do trocador de calor

Substituindo-se a equação 3.4 na equação anterior obtém-se :

$$\frac{dh}{dZ} + G^2 \cdot v \cdot \frac{dv}{dZ} = - \frac{1}{\dot{m}} \cdot \frac{dq_{tc}}{dZ} \quad (3.42)$$

Se as equações 3.15 e 3.21 forem substituídas na equação 3.42, chega-se a :

$$\frac{dx}{dZ} = \frac{-\frac{1}{\dot{m}} \cdot \frac{dq_{tc}}{dZ} - \left\{ x \cdot \frac{dh_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dh_f}{dP} + G^2 \cdot v \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP} \right] \right\} \cdot \frac{dP}{dZ}}{h_{fg} + G^2 \cdot v \cdot v_{fg}} \quad (3.43)$$

Se a forma final da conservação da quantidade de movimento, equação 3.16, for substituída na equação anterior, tem-se :

$$\boxed{\frac{dx}{dZ} = \frac{-\frac{b}{\dot{m}} \cdot UA'_{c,s} \cdot (t - t_s) + c \cdot e}{a \cdot b - c \cdot d}} \quad (3.44)$$

onde os parâmetros a, b, c, d, e são os definidos na equação 3.23.

Da mesma forma que na região de líquido, as trocas de calor, por convecção natural, entre o capilar e o meio ambiente são desconsideradas, caso o trocador seja do tipo lateral.

iii) Conservação da Energia para o Capilar - Regiões de Entrada e Saída

O desenvolvimento da equação da conservação da energia para o tubo capilar, nas regiões de entrada e saída, segue os mesmos passos adotados no desenvolvimento da equação 3.44. A única diferença refere-se à parcela de troca de calor, que passa a ser calculada de acordo com a equação 3.33.

Assim, a forma final da equação é :

$$\boxed{\frac{dx}{dZ} = \frac{-\frac{b}{\dot{m}} \cdot UA'_{c,\infty} \cdot (t - t_\infty) + c \cdot e}{a \cdot b - c \cdot d}} \quad (3.45)$$

iv) Equação da Conservação da Energia para a Linha de Sucção

A equação da conservação da energia para a linha de sucção se mantém a mesma, tanto para a região de escoamento na fase líquida como na região de escoamento bifásico no capilar.

3.5.3. Avaliação da Perda de Carga na Entrada no Capilar

Devido à redução abrupta da seção transversal quando o fluido passa da linha de líquido para o tubo capilar, ocorre uma perda de carga localizada que pode ser quantificada através da aplicação da equação da conservação da energia entre o ponto 1, localizado na saída do condensador, e o ponto 2, na entrada do tubo capilar.

$$\frac{P_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} = \frac{P_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} + \Delta h \quad (3.46)$$

onde Δh representa a perda de carga envolvida no processo e tem unidade de energia por unidade de massa.

A velocidade do escoamento na linha de líquido pode ser expressa através da equação da continuidade:

$$V_1 = \frac{A_2}{A_1} \cdot V_2 \quad (3.47)$$

Substituindo a equação 3.47 em 3.46 e rearranjando, obtém-se :

$$\frac{P_1 - P_2}{\rho} = \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right] \cdot \frac{V_2^2}{2} + \Delta h \quad (3.48)$$

Como $A_2 \ll A_1$, pode-se escrever que :

$$\Delta P = \rho \cdot \left(\frac{V_2^2}{2} + \Delta h \right) \quad (3.49)$$

A perda de energia, Δh , pode ser expressa em termos de um coeficiente de perda de carga, k :

$$\Delta h = k \cdot \frac{V_2^2}{2} \quad (3.50)$$

Substituindo a equação 3.50 em 3.49 e rearranjando, pode-se exprimir a perda de pressão na entrada do capilar em função do coeficiente k :

$$\Delta P = \rho \cdot \frac{V_2^2}{2} \cdot (1 + k) \quad (3.51)$$

Utilizando o conceito de G , pode-se eliminar a velocidade da equação 3.51 :

$$P_2 = P_1 - \frac{G^2}{2 \cdot \rho} \cdot (1 + k) \quad (3.52)$$

O coeficiente k de perda de carga localizada é considerado, neste trabalho, como sendo 0,5 (Collier, 1972). Deve-se ressaltar que na prática usual de refrigeração, a junção linha de líquido/tubo capilar não corresponde exatamente a uma redução abrupta. Estudos neste sentido estão sendo desenvolvidos, no momento, no NRVA/UFSC.

3.6 - RELAÇÕES CONSTITUTIVAS

Conforme ressaltado no capítulo 2, as relações constitutivas são as principais diferenças entre os modelos existentes para escoamento homogêneo em tubos capilares. Desta forma, é muito importante que elas sejam definidas e obtidas de modo apropriado.

Para tanto, apresentam-se a seguir cada uma das relações constitutivas do presente modelo, quais sejam : fatores de atrito e coeficientes de transferência de calor.

3.6.1 - Fatores de Atrito

3.6.1.1 - Fator de Atrito da Região Líquida

Como decorrência do pequeno diâmetro do tubo capilar, os efeitos da rugosidade das paredes devem ser considerados. Assim, o tubo capilar não pode ser considerado um tubo liso e o fator de atrito torna-se uma função do número de Reynolds e da rugosidade relativa.

A equação de Colebrook, equação 3.53, é amplamente utilizada nestas situações. Tal equação, porém, apresenta dois inconvenientes: *i)* é uma equação implícita, necessitando portanto, de um procedimento iterativo para a sua solução e *ii)* é válida apenas para regime turbulento.

$$\frac{1}{\sqrt{f_{sp}}} = -2 \cdot \log \left(\frac{\epsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{Re_{sp} \cdot \sqrt{f_{sp}}} \right) \quad (3.53)$$

Churchill (1977) obteve a seguinte equação empírica a partir de dados experimentais de vários autores. Esta equação é explícita e válida para os regimes laminar, de transição e turbulento.

$$f = 8 \cdot \left[\left(\frac{8}{Re_{sp}} \right)^{12} + \frac{1}{(A + B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (3.54)$$

onde

$$A = \left\{ 2,457 \cdot \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{7}{Re_{sp}} \right)^{0,9} + 0,27 \cdot \frac{\varepsilon}{D}} \right] \right\}^{16}$$

$$B = \left(\frac{37530}{Re_{sp}} \right)^{16}$$

O escoamento de líquido em um tubo capilar é, na maioria das vezes, turbulento. Evidências experimentais (Boabaid Neto, 1994) mostram que, nestes casos, o número de Reynolds é geralmente superior a 7×10^3 .

Para este regime de escoamento, a equação de Churchill fornece resultados comparáveis aos obtidos com a equação de Colebrook. Na falta de informações mais específicas para tubos capilares, optou-se por utilizar esta equação no presente modelo. Deve-se, entretanto, ressaltar que um extenso programa experimental vem sendo desenvolvido, dentro do NRVA/UFSC, visando determinar a adequabilidade da equação adotada.

Tão logo tais resultados estejam disponíveis, eles podem ser incorporados ao modelo desenvolvido e o impacto de tal incorporação, verificado.

3.6.1.2 - Fator de Atrito da Região Bifásica

Existem, basicamente, duas formas de se estimar o fator de atrito na região bifásica. Em uma delas, calcula-se o número de Reynolds, utilizando uma das muitas correlações disponíveis para a viscosidade bifásica, e obtém-se o fator de atrito através de uma equação para escoamento de fase única. A outra forma consiste em utilizar correlações empíricas, ou seja, equações obtidas através da análise de dados experimentais.

Boabaid Neto (1994) realizou uma extensa revisão bibliográfica a respeito deste assunto e confrontou os resultados do seu modelo, utilizando uma série de correlações disponíveis na literatura, com resultados experimentais para tubos capilares adiabáticos. Sua conclusão foi que a correlação proposta por Erth (1970) é a mais indicada para os refrigerantes HFC 134a e CFC 12. Tal equação é mostrada a seguir :

$$f_{tp} = \frac{3,1}{\sqrt{Re_{tp}}} \cdot \exp\left(\frac{1-x^{0,25}}{2,4}\right) \quad (3.55)$$

Esta equação fornece um valor médio de fator de atrito ao longo de todo o trecho bifásico em função do número de Reynolds e do título, ambos na entrada do capilar. Desta forma, se a condição de líquido subresfriado ocorrer na entrada, o título é zero e a equação torna-se uma função apenas do número de Reynolds.

A correlação de Erth foi adotada no presente trabalho. Para tanto, optou-se por utilizá-la em cada incremento. Desta forma, a correlação fornece valores locais do fator de atrito, sendo o número de Reynolds e o título referentes aos valores na entrada de cada incremento. Esta maneira de utilizar a correlação justifica-se pelo fato de Erth ter utilizado, na obtenção de sua correlação, experimentos onde o título na entrada do capilar chegava até a 50%.

Obviamente, apesar deste procedimento fornecer resultados razoáveis, sua base científica não é suficientemente sólida. Estudos adicionais devem ser desenvolvidos visando o estabelecimento de equações para a determinação do fator de atrito local, na região bifásica do escoamento em tubos capilares. Tão logo estas equações estejam disponíveis, elas podem ser facilmente incorporadas ao presente modelo.

3.6.2 - Coeficientes de Transferência de Calor

3.6.2.1 - Coeficiente de Transferência de Calor para Escoamento Monofásico

Os escoamentos de fase única foram amplamente estudados e, dessa forma, uma série de correlações para o número de Nusselt encontra-se disponível na literatura.

Segundo Kakaç et al. (1987), tais correlações devem ser utilizadas com cautela em se tratando de tubos com diâmetros menores do que 2 mm. Isto porque os mecanismos de vorticidade turbulenta são minorados com a redução da seção transversal do tubo, resultando em

coeficientes de transferência de calor mais baixos, independentemente do nível de turbulência do escoamento.

Em um trocador de calor capilar-linha de sucção, ocorre escoamento de líquido em parte do capilar e de vapor superaquecido na linha de sucção. A correlação escolhida foi a proposta por Gnielinski (1976), a qual é recomendada por Kakaç et al. (1987) :

$$Nu_{sp} = \frac{(f_{sp}/8) \cdot (Re_{sp} - 1000) \cdot Pr_{sp}}{1 + 12,7 \cdot (f_{sp}/8)^{0,5} \cdot (Pr_{sp}^{2/3} - 1)} \quad (3.56)$$

onde f_{sp} é o fator de atrito de Darcy.

Esta expressão é válida para números de Reynolds entre $2,3 \times 10^3$ e 5×10^4 e para números de Prandtl maiores que 0,5.

Tal equação foi comparada com 800 pontos experimentais. Destas comparações, 720 situaram-se na faixa de $\pm 20\%$. Segundo Kakaç et al., as incertezas envolvidas no processo, como variações de propriedades dos fluidos e efeitos de convecção natural, fazem com que este nível de concordância seja considerado muito satisfatório. Além disso, os mesmos autores acreditam que a faixa seria reduzida para $\pm 10\%$ se a comparação se restringisse apenas aos dados experimentais mais confiáveis.

O fator de atrito no tubo capilar é calculado pela equação de Churchill (3.54) e na linha de sucção, cujo diâmetro é consideravelmente maior, através da correlação de Blasius para escoamento turbulento em tubos lisos :

$$f_{sp} = 0,3164 \cdot Re_{sp}^{-0,25} \quad (3.57)$$

Esta equação é válida para $4 \times 10^3 \leq Re_{sp} \leq 10^5$.

Caso o trocador de calor seja do tipo concêntrico, o número de Reynolds do escoamento na linha de sucção é avaliado com base em um diâmetro laminar equivalente para dutos anulares, D_l , definido por :

$$\frac{D_l}{D_h} = \frac{1 + \beta^2 + (1 - \beta^2)/\ln \beta}{(1 - \beta)^2} \quad (3.58)$$

onde

$$\beta = \frac{D_{ext}}{D_s} \quad e \quad D_h = D_s - D_{ext}$$

Segundo Kakaç et al., a utilização de D_h , ao invés do diâmetro hidráulico, reduz o espalhamento do resultado da equação, em relação a dados experimentais, de $\pm 20\%$ para $\pm 5\%$.

3.6.2.2 - Coeficiente de Transferência de Calor para Escoamento Bifásico

A determinação de uma correlação para o coeficiente de transferência de calor na região de mudança de fase parece, a princípio, de grande importância para a modelação.

Durante a fase inicial deste trabalho, verificou-se a carência de correlações apropriadas. Isto porque em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção ocorre um processo de evaporação com resfriamento. Em alguns casos, pode também ocorrer condensação ao longo do escoamento, dependendo da taxa de transferência de calor.

Posteriormente, verificou-se que, devido aos altos coeficientes de transferência de calor associados com processos de mudança de fase, o impacto da utilização de uma ou outra correlação, sobre os resultados fornecidos pelo programa, era mínimo. Assim sendo, optou-se por admitir um coeficiente de transferência de calor infinito, eliminando totalmente o efeito da resistência térmica correspondente sobre a modelação. Esta hipótese será explorada, em mais detalhes, na seção 5.3.

3.7 - ESCOAMENTO CRÍTICO

O modelo de blocagem, da mesma forma que os fatores de atrito e os coeficientes de transferência de calor, é fundamental na simulação do escoamento em tubos capilares.

Para escoamentos críticos, o número de Mach é unitário. Dessa forma, um bom número de trabalhos em tubos capilares utiliza este critério na determinação da blocagem. No caso de escoamento homogêneo, a velocidade do escoamento pode ser determinada, faltando para o cálculo do número de Mach, apenas o valor da velocidade de propagação do som. É prática comum a determinação desta velocidade à luz da hipótese de escoamento isentrópico, como indicado na equação a seguir :

$$a^2 = \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s \quad (3.59)$$

Deve-se ressaltar que a equação anterior é bem definida e válida para escoamentos monofásicos. No entanto, há controvérsias a respeito da sua aplicabilidade a escoamentos bifásicos.

De modo geral, as teorias de escoamento crítico dividem-se em três categorias :

- i)* Modelos de Equilíbrio Homogêneo - assumem que não há transferência de quantidade de movimento entre as fases no ponto de blocagem. O título varia no ponto de blocagem e a diferença entre os modelos existentes é justamente a maneira de avaliar esta variação. Geralmente, pressupõe-se uma transformação isentrópica ou isentálpica.
- ii)* Modelos de Equilíbrio Estático - assumem que não há transferência de quantidade de movimento entre as fases e nem variação do título no ponto de blocagem.
- iii)* Modelos de Não-Equilíbrio - não há limitação alguma na variação dos termos. São modelos extremamente complexos que pressupõem velocidades diferentes entre as fases e transferência de massa, energia e quantidade de movimento entre elas.

O critério de blocagem utilizado no presente modelo não pertence a nenhuma das categorias citadas e baseia-se em observações teóricas e experimentais, que há um gradiente de pressão muito grande, mas finito, na posição onde o escoamento torna-se crítico (Fauske, 1962 e Schwellnus, 1988)

O processo de queda de pressão foi descrito na seção 3.3, sendo fisicamente aceitável um critério que se baseie na limitação desta grandeza. Sabe-se que o gradiente de pressão assume valores muito grandes próximo ao final do tubo. No entanto, um gradiente infinito seria inaceitável pois conduziria a uma pressão crítica demasiadamente baixa e, fisicamente, irreal.

A excelente aplicabilidade deste critério à situação sendo analisada deve-se à inexistência de pressupostos, como por exemplo, escoamento isentrópico ou isentálpico.

A aplicação do modelo de Fauske (1962) ao presente trabalho se dá através da substituição da equação 3.23 na equação 3.16, o que resulta na equação mostrada a seguir :

$$\frac{dP}{dZ} = \frac{-A}{B - C} \quad (3.60)$$

onde

$$A = \frac{f}{2} \cdot \frac{G^2 \cdot v}{D} \cdot \{h_{fg} + G^2 \cdot v_{fg} \cdot [x \cdot v_g + (1-x) \cdot v_f]\}$$

$$B = \{h_{fg} + G^2 \cdot v_{fg} \cdot [x \cdot v_g + (1-x) \cdot v_f]\} \cdot \left\{1 + G^2 \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP}\right]\right\}$$

$$C = \left\{x \cdot \frac{dh_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dh_f}{dP} + G^2 \cdot v \cdot \left[x \cdot \frac{dv_g}{dP} + (1-x) \cdot \frac{dv_f}{dP}\right]\right\} \cdot G^2 \cdot v_{fg}$$

O denominador da equação anterior é calculado a cada passo. O ponto de blocagem é atingido quando este denominador se iguala a zero e o gradiente de pressão se torna infinito. Tal equação refere-se ao caso adiabático, porém se ocorrerem trocas de calor, apenas o numerador é alterado, sendo o processo essencialmente o mesmo.

Na realidade, após a implementação deste critério, verificou-se que os termos envolvidos variam enormemente em torno da posição de blocagem. Isto quer dizer que, na prática, para se encontrar com exatidão o ponto onde o denominador se torna nulo, seria necessário calculá-lo com base em um incremento de comprimento muito pequeno, da ordem de micrometros.

Tanto rigor assim não é necessário para a finalidade à qual este modelo se propõe. Assim, utiliza-se um incremento maior, da ordem de milímetros, e obtém-se o ponto onde o sinal do denominador se inverte, significando que, em algum lugar entre dois pontos sucessivos, o denominador foi anulado e o gradiente de pressão tornou-se infinito.

Na seção 5.4 serão apresentadas comparações entre a utilização deste modelo, tanto para o caso adiabático como não adiabático, com o processo tradicional de se considerar o escoamento como isentrópico, fazendo uso da equação 3.59 para calcular a velocidade do som do escoamento.

CAPÍTULO 4

TÉCNICAS DE SOLUÇÃO

4.1 - INTRODUÇÃO

No presente capítulo, apresentar-se-ão os procedimentos computacionais empregados na solução das equações diferenciais deduzidas no capítulo anterior.

Em tubos capilares e linhas de sucção, o escoamento é fortemente unidirecional e, portanto, as perturbações são transmitidas em apenas um sentido. Isto equivale a dizer que estes escoamentos podem ser caracterizados como parabólicos, para efeito de solução. Problemas parabólicos são mais simples de serem resolvidos do que problemas elípticos, onde o valor da variável em um ponto é afetado tanto pelo ponto anterior quanto posterior.

Um método de solução de problemas parabólicos, bastante simples e eficaz, é o método de Runge-Kutta de quarta ordem. Estas características fizeram com que este método fosse empregado no presente trabalho.

De acordo com o capítulo 3, o primeiro passo no sentido de obter-se um programa de simulação de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção, consistiu no desenvolvimento de um programa para o caso adiabático. Assim sendo, apresentar-se-á inicialmente o método de solução deste último caso. Posteriormente, a situação não-adiabática será abordada, pois sua solução requer técnicas iterativas especiais.

4.2 - SOLUÇÃO DO ESCOAMENTO ADIABÁTICO EM TUBOS CAPILARES

Um dos objetivos de um programa de simulação do escoamento em tubos capilares é a determinação do fluxo de massa fornecido por um determinado capilar, em determinadas condições de operação.

Uma vez que o fluxo de massa aparece nas equações de conservação, apresentadas no capítulo 3, fica claro que técnicas iterativas serão necessárias.

As equações resultantes do balanço de forças e energia para o capilar adiabático possuem a seguinte forma :

- Região de Líquido

$$\frac{dP}{dZ} = \phi_1 \quad ; \quad \frac{dt}{dZ} = \phi_2$$

- Região de Saturação

$$\frac{dP}{dZ} = \phi_3 \quad ; \quad \frac{dx}{dZ} = \phi_4$$

onde ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 e ϕ_4 são relações funcionais.

O método de Runge-Kutta é capaz de fornecer o perfil de pressão e temperatura, ao longo da região de líquido, desde que os valores iniciais dessas duas variáveis sejam conhecidos, como de fato são.

O programa segue, então, marchando a um passo constante, ao longo do comprimento do tubo até que a condição de saturação seja atingida. Esta condição é atingida quando a pressão de saturação correspondente à temperatura real se torna igual ou inferior à pressão do escoamento.

Neste ponto, começa-se a resolver o par de equações para escoamento bifásico, utilizando um passo também constante, que pode ser, ou não, o mesmo da região de líquido. O programa prossegue, determinando a pressão e o título, até que a condição de blocagem, seja atingida. O ponto de blocagem, normalmente, não coincide com o final do tubo capilar pelo fato das equações terem sido resolvidas a partir de uma estimativa do fluxo de massa.

O procedimento iterativo em questão consiste em corrigir o fluxo de massa com base na informação disponível, que é o comprimento de capilar calculado, e realimentar o programa para que os cálculos sejam novamente realizados.

A forma de correção é, de certa forma, intuitiva. Se o comprimento de capilar calculado for maior do que o comprimento real, o fluxo de massa deve ser aumentado. De outra forma, uma redução do fluxo de massa deve ocorrer caso o comprimento calculado seja menor do que o real. Matematicamente, este critério pode ser escrito como :

$$\dot{m} = \left(1 - r \cdot \frac{L_{\text{calc}} - L_{\text{real}}}{L_{\text{real}}} \right) \cdot \dot{m}^* \quad (4.1)$$

Nesta expressão, \dot{m} , \dot{m}^* e r são, respectivamente, os fluxos de massa corrigido e arbitrado e um coeficiente de relaxação. Este coeficiente é utilizado para melhorar o processo de convergência.

Cabe ressaltar aqui que este procedimento corretivo, apesar de simples, funciona muito bem para o caso em questão. A convergência é incondicional e rápida, mais rápida inclusive do que a proporcionada pelo uso do método de Newton-Raphson. A convergência acontece quando o comprimento calculado é suficientemente próximo do comprimento real do capilar. Esta tolerância é definida pelo usuário.

O fluxograma computacional do programa de solução do caso adiabático é mostrado no Apêndice C.

4.3 - SOLUÇÃO DO ESCOAMENTO NÃO-ADIABÁTICO EM TUBOS CAPILARES

No caso de um trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, a situação é diferente do caso adiabático e requer técnicas iterativas mais refinadas.

Considere-se o trocador de calor tipo concêntrico esquematizado na fig. 4.1.

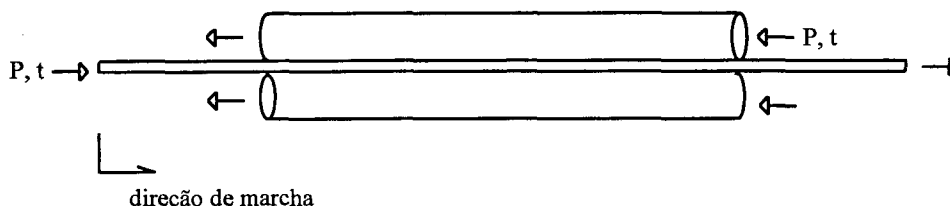


Figura 4.1 - Esquema de trocador de calor com as variáveis de entrada

As condições de entrada no tubo capilar (pressão e temperatura) são conhecidas e o processo de marcha do método de Runge-Kutta pode prosseguir, sendo o fluxo de massa estimado, da mesma forma como no caso adiabático. As equações resultantes, neste caso, têm a forma :

- Região de Líquido

$$\frac{dP}{dZ} = \phi_1 \quad ; \quad \frac{dt}{dZ} = \phi_5 \quad ; \quad \frac{dt_s}{dZ} = \phi_6$$

- Região de Saturação

$$\frac{dP}{dZ} = \phi_3 \quad ; \quad \frac{dx}{dZ} = \phi_7 \quad ; \quad \frac{dt_s}{dZ} = \phi_6$$

Verifica-se, porém, que quando a equação de conservação da energia para a linha de sucção é aplicada ao primeiro incremento, a temperatura de saída do refrigerante superaaquecido

não é conhecida. A solução para este problema é estimar esta temperatura e dar prosseguimento ao processo de marcha. A estimativa da temperatura de saída da linha de sucção e do fluxo de massa faz com que a temperatura de entrada da linha de sucção, que é conhecida, resulte em um valor irreal. O mesmo ocorre com o comprimento do tubo capilar.

A correção destas duas variáveis, para a realimentação do programa, não pode mais ser feita de modo tão simples quanto no caso adiabático e, desta forma, recorre-se ao notório método de Newton-Raphson.

Sejam \dot{m} e $t_{s,out}^*$, respectivamente, os valores arbitrados para o fluxo de massa e para a temperatura de saída da linha de sucção. Pode-se definir duas funções, tais que :

$$f_1(\dot{m}^*, t_{s,out}^*) = L|_{real} - L(\dot{m}^*, t_{s,out}^*)|_{calc} \quad (4.2)$$

$$f_2(\dot{m}^*, t_{s,out}^*) = t_{s,in}|_{real} - t_{s,in}(\dot{m}^*, t_{s,out}^*)|_{calc} \quad (4.3)$$

Sendo \dot{m} e $t_{s,out}$ os valores corrigidos de fluxo de massa e temperatura de saída, pode-se escrever que :

$$f_1(\dot{m}, t_{s,out}) = f_1(\dot{m}^*, t_{s,out}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} \cdot (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial t_{s,out}} \cdot (t_{s,out} - t_{s,out}^*) \quad (4.4)$$

$$f_2(\dot{m}, t_{s,out}) = f_2(\dot{m}^*, t_{s,out}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} \cdot (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial t_{s,out}} \cdot (t_{s,out} - t_{s,out}^*) \quad (4.5)$$

Se \dot{m} e $t_{s,out}$ forem os valores convergidos, então :

$$f_1(\dot{m}, t_{s,out}) = 0 \quad (4.6)$$

$$f_2(\dot{m}, t_{s,out}) = 0 \quad (4.7)$$

e \dot{m} e $t_{s,out}$ podem ser obtidos resolvendo-se o seguinte sistema de equações :

$$\begin{cases} f_1(\dot{m}^*, t_{s,out}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} \cdot (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_1}{\partial t_{s,out}} \cdot (t_{s,out} - t_{s,out}^*) = 0 \\ f_2(\dot{m}^*, t_{s,out}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} \cdot (\dot{m} - \dot{m}^*) + \frac{\partial f_2}{\partial t_{s,out}} \cdot (t_{s,out} - t_{s,out}^*) = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

Na realidade, na maioria dos casos, torna-se necessário o uso de coeficientes de relaxação para possibilitar a convergência. Desta forma, foram estabelecidos dois coeficientes de relaxação, um para o fluxo de massa e outro para a temperatura de saída da linha de sucção.

Estes coeficientes de relaxação são empregados da seguinte forma :

$$\dot{m}_{\text{corr}} = \alpha_m \cdot \dot{m}_{\text{nov}} + (1 - \alpha_m) \cdot \dot{m}_{\text{antigo}} \quad (4.9)$$

$$t_{s,\text{out,corr}} = \alpha_t \cdot t_{s,\text{out,novo}} + (1 - \alpha_t) \cdot t_{s,\text{out,antigo}} \quad (4.10)$$

Nas eqs. 4.9 e 4.10, o subíndice antigo refere-se ao valor da variável na iteração anterior. O subíndice novo refere-se ao valor calculado para a presente iteração, através do sistema de equações 4.8, enquanto que o subíndice corr refere-se ao valores corrigidos pela relaxação.

Os coeficientes de relaxação para o fluxo de massa e para a temperatura de saída da linha de sucção são, respectivamente, α_m e α_t .

As derivadas são calculadas numericamente, da seguinte forma :

$$\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}} = \frac{f_1(\dot{m}^* + \delta_m, t_{s,\text{out}}^*) - f_1(\dot{m}^*, t_{s,\text{out}}^*)}{\delta_m} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t_{s,\text{out}}} = \frac{f_1(\dot{m}^*, t_{s,\text{out}}^* + \delta_t) - f_1(\dot{m}^*, t_{s,\text{out}}^*)}{\delta_t} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial \dot{m}} = \frac{f_2(\dot{m}^* + \delta_m, t_{s,\text{out}}^*) - f_2(\dot{m}^*, t_{s,\text{out}}^*)}{\delta_m} \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t_{s,\text{out}}} = \frac{f_2(\dot{m}^*, t_{s,\text{out}}^* + \delta_t) - f_2(\dot{m}^*, t_{s,\text{out}}^*)}{\delta_t} \quad (4.14)$$

Deve-se notar que, para a determinação destas derivadas, deve-se efetuar três varreduras ao longo do capilar para cada iteração. Isto aumenta consideravelmente o tempo de CPU em relação ao caso adiabático, além do número de iterações poder ser bastante maior.

Há uma outra situação que deve ser considerada : nem sempre pode-se utilizar o método de Newton-Raphson para duas variáveis. Para se entender o porquê disto, deve-se imaginar uma

situação onde as estimativas das variáveis são ruins o suficiente para que a bloqueio do escoamento aconteça na região inicial do capilar ou então no trocador de calor. Quando isto acontece, não se dispõe de meios para se obter f_2 pois a temperatura de entrada da linha de sucção não pôde ser calculada.

Portanto, pode-se corrigir apenas o fluxo de massa, com base no método de Newton-Raphson de uma variável :

$$\dot{m} = \dot{m}^* - \frac{f_1(\dot{m}^*, t_{s,out}^*)}{\frac{\partial f_1}{\partial \dot{m}}} \quad (4.14)$$

Esta correção do fluxo de massa faz com que a bloqueio ocorra após o final do trocador de calor, onde a correção para ambas as variáveis pode ser feita.

O programa, cujo fluxograma é mostrado no apêndice D, converge quando a diferença entre os comprimentos do capilar real e calculado for menor do que 1 mm e a diferença de temperatura de entrada do gás na linha de sucção real e calculada diferirem em menos do que 0,2 °C. Estas tolerâncias, que podem ser alteradas pelo usuário, foram utilizadas pois representam as incertezas de medição destas duas grandezas em um aparato experimental, disponível no Núcleo de Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC.

Em um futuro próximo, pretende-se validar o presente modelo através de uma análise experimental realizada na referida bancada.

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1 - INTRODUÇÃO

No capítulo 2, apresentaram-se alguns trabalhos recentes cujos resultados podem ser úteis na validação do presente modelo.

Dirik et al. (1994) apresentaram 24 pontos experimentais, sendo 12 para tubos capilares adiabáticos e outros 12 para não-adiabáticos. Neste capítulo, estes resultados experimentais serão comparados com os fornecidos pelo presente modelo. Os resultados computacionais, fornecidos por Dirik et al. (1994), serão também utilizados para comparação.

Peixoto et al. (1994) também apresentaram alguns dados experimentais para trocadores de calor do tipo concêntrico e lateral, através dos quais puderam verificar a influência do grau de subresfriamento no fluxo de massa.

Gonçalves (1994) apresentou um extenso banco de dados para tubos capilares adiabáticos. Neste banco, perfis de pressão e temperatura são apresentados para dois capilares com diâmetros e comprimentos diferentes.

Inicialmente, os resultados fornecidos pelo presente modelo serão comparados com os dados de Gonçalves e Dirik, para tubos capilares adiabáticos e, posteriormente, com os resultados de Dirik e Peixoto, para tubos capilares não-adiabáticos. Após esta análise comparativa, será apresentada uma análise das potencialidades do presente modelo, através da qual poderá-se verificar, por exemplo, a influência da posição e do tipo de trocador de calor.

5.2 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DO MODELO ADIABÁTICO

O estudo experimental desenvolvido por Gonçalves (1994) consistiu em duas etapas. Na primeira, efetuaram-se as chamadas medições globais, onde apenas o fluxo de massa e as condições do fluido na entrada e saída do tubo capilar eram medidas. Na segunda etapa, foram instalados transdutores de pressão e termopares ao longo do comprimento do tubo. Essas

medições, denominadas distribuídas, permitem a obtenção dos perfis de pressão e temperatura, possibilitando assim uma outra forma de comparação com os resultados computacionais.

Foram utilizados dois capilares diferentes nos ensaios com o HFC 134a, de agora em diante identificados como capilar 1 e capilar 6. Suas características geométricas estão descritas na tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Características geométricas dos capilares 1 e 6

	Comprimento (m)	Diâmetro (mm)	Rugosidade Absoluta (μm)
Capilar 1	2,926	0,78	0,75
Capilar 6	2,030	1,04	0,72

Foram simulados, com o modelo adiabático, todos os ensaios dos capilares 1 e 6 com a finalidade de checar a concordância dos fluxos de massa fornecidos pelo programa com os fluxos de massa medidos. Os resultados destas comparações estão mostrados nas figuras 5.1 e 5.2.

Com exceção de dois pontos experimentais, o fluxo de massa previsto pelo programa é sempre maior do que o valor medido. Pode-se notar que a totalidade dos ensaios para o capilar 6 encontra-se dentro da faixa de 0-7% do resultado experimental. Para o capilar 1, no entanto, a faixa é ampliada para 0-15%.

Deve-se ressaltar que esta análise foi feita com a finalidade de avaliar o resultado global da utilização do programa. Portanto, foram utilizados todos os testes obtidos, independentemente da ocorrência ou não da metaestabilidade. Este fenômeno ocorreu, com frequência, nos testes, principalmente no capilar 1, e isto compromete a comparação. O programa não prevê a metaestabilidade e, portanto, nos ensaios onde ela ocorre, não pode haver concordância com o resultado do modelo em termos de fluxo de massa e nem em termos de perfil de propriedades. Por este motivo, na comparação dos perfis calculados e experimentais, efetuada a seguir, foram escolhidos dados experimentais onde a metaestabilidade não se fazia presente.

A figura 5.3 mostra o perfil de pressões medidas ao longo do capilar e as pressões de saturação correspondentes às temperaturas medidas, para um teste com o capilar 6. Pode-se observar que, praticamente, não ocorreu metaestabilidade neste teste.

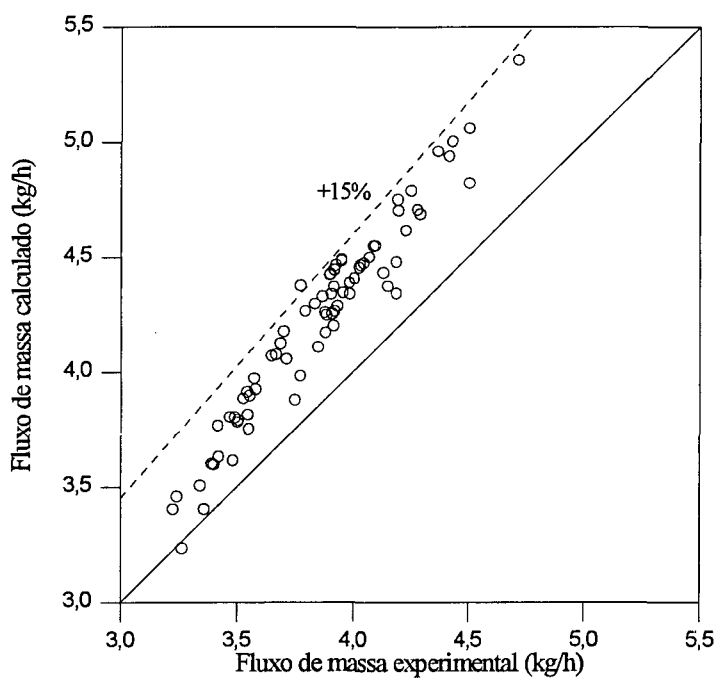


Figura 5.1 - Comparação global entre os dados experimentais de Gonçalves (1994) e resultados computacionais do presente modelo - Capilar 1

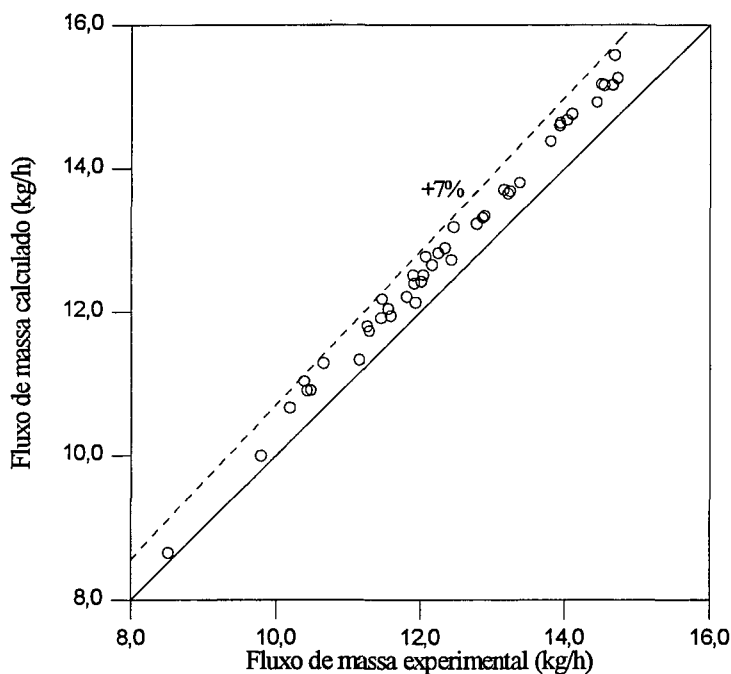


Figura 5.2 - Comparação global entre os dados experimentais de Gonçalves (1994) e resultados computacionais do presente modelo - Capilar 6

A comparação entre os perfis calculado e experimental pode ser efetuada de duas formas. Pode-se definir o comprimento do capilar e obter, através da simulação, o fluxo de massa que ele forneceria, ou então pode-se alimentar o programa com o fluxo de massa experimental e

verificar qual é o comprimento do capilar que apresentaria este mesmo fluxo de massa.

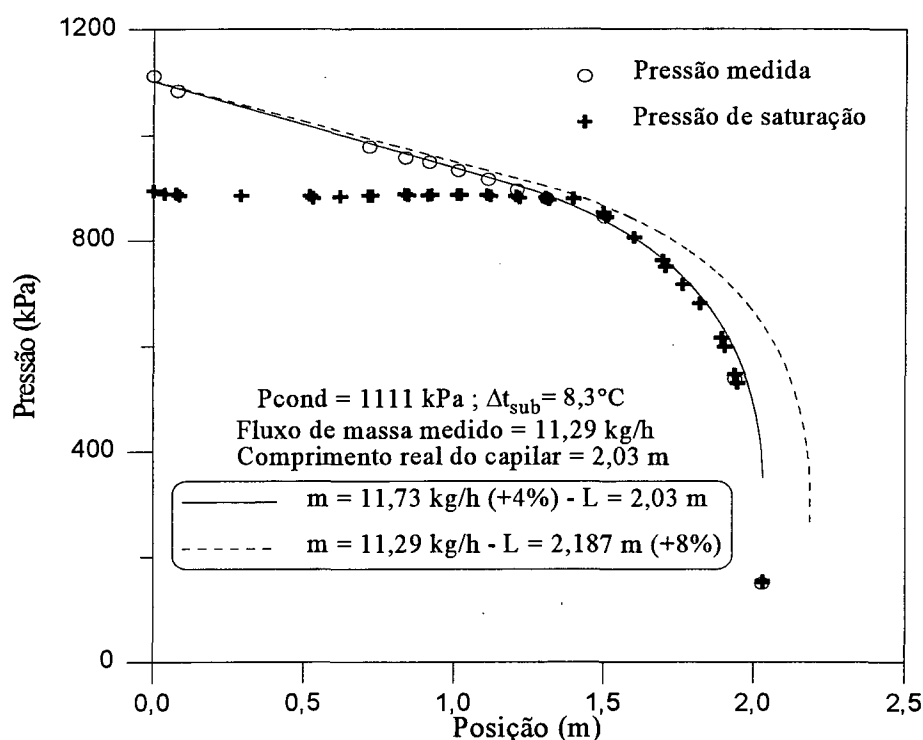


Figura 5.3 - Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 1 - Capilar 6

O perfil contínuo da figura 5.3 representa o primeiro caso. Pode-se notar que o resultado é bastante representativo, com as regiões de líquido e bifásica correspondendo bastante bem ao experimento. No entanto, o fluxo de massa resultante é superior ao valor experimental em 4%. A coincidência dos perfis é possibilitada, em detrimento da discordância do fluxo de massa, pelo fato do comprimento do capilar e as condições na entrada e saída serem fixas.

Se o comprimento do capilar for deixado livre e fixar-se o fluxo de massa ao valor medido, obtém-se o perfil tracejado. Nota-se então que a concordância entre os perfis deixa de existir. Isto ocorre devido às imperfeições do modelo, principalmente no que se refere às correlações empíricas para os fatores de atrito, que se traduzem na variação do comprimento do capilar.

Observando o trecho inicial desta última curva, correspondente à região de líquido, verifica-se que sua inclinação é menor do que a inclinação da queda de pressão medida. Isto não deveria acontecer, uma vez que os fluxos de massa que originaram tais perfis são os mesmos. Note-se que a correlação utilizada para a estimativa do fator de atrito da região líquida é a proposta por Churchill, que representa muito bem o diagrama de Moody.

Uma explicação plausível para este fato é a possível subestimação do fator de atrito da região líquida. O fato dos diâmetros envolvidos serem muito pequenos, provavelmente menores do que os utilizados por Moody na obtenção de seu diagrama, pode fazer com que, por exemplo, efeitos da rugosidade da parede tornem-se mais significativos e aumentem o fator de atrito.

A inadequabilidade da correlação de Churchill na previsão do fator de atrito da região de líquido dificulta a análise dos resultados decorrentes da utilização da correlação de Erth para o fator de atrito bifásico, uma vez que nesta região o perfil se distancia bastante dos resultados experimentais.

Com a finalidade de efetuar esta verificação, procedeu-se outras simulações do mesmo caso, porém com uma modificação : o fator de atrito de líquido, previsto pela correlação de Churchill, foi multiplicado por um fator constante. Os resultados destas simulações, com o fator multiplicativo de 1,05 , 1,10 e 1,15 estão mostrados na figura 5.4, juntamente com o caso original, correspondente a um fator de 1,00, que é o perfil mais à direita.

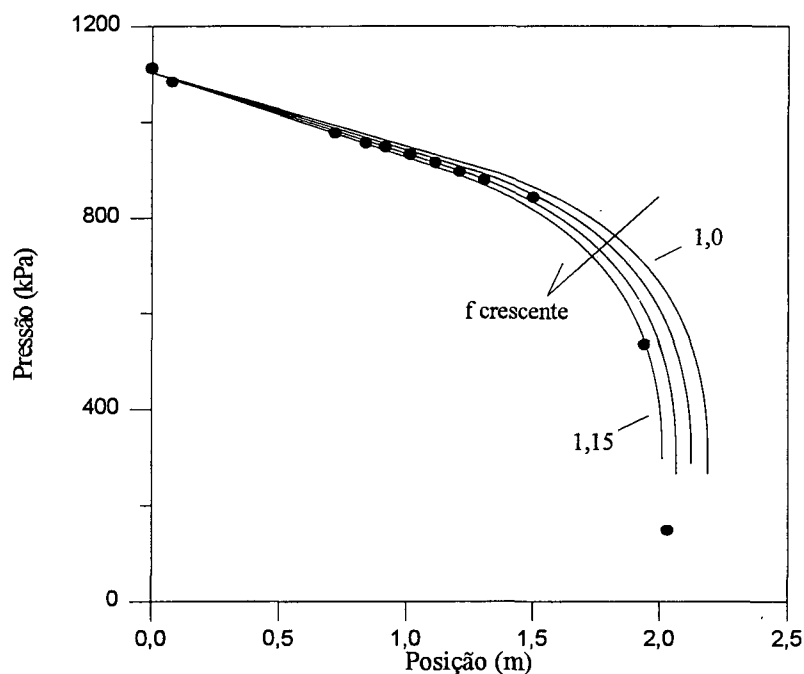


Figura 5.4 - Perfis de pressão calculados e experimental para o teste 1 - Capilar 6

Como era de se esperar, os perfis se aproximam do real à medida em que o fator de atrito do líquido aumenta e pode-se notar que a correlação de Erth parece adequada à situação, uma vez que, com um fator próximo de 1,15, o perfil calculado é bastante próximo do perfil real.

Gráficos semelhantes ao da figura 5.3, porém em outras condições de operação, são

mostrados nas figuras 5.5 e 5.6. A figura 5.7 mostra resultados semelhantes para o capilar 1.

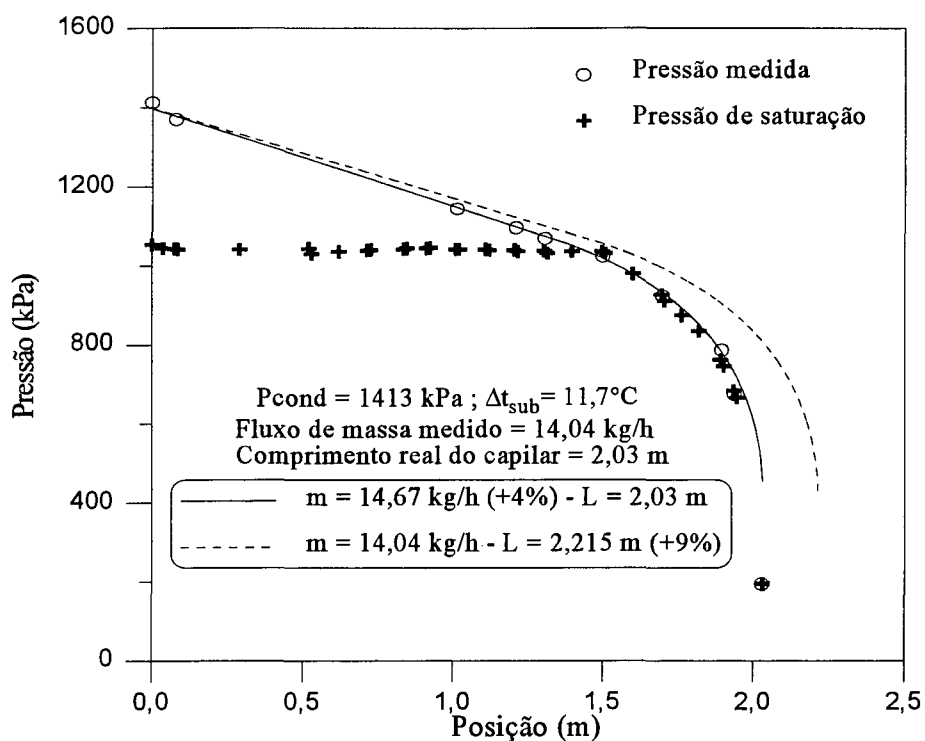


Figura 5.5 - Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 2 - Capilar 6

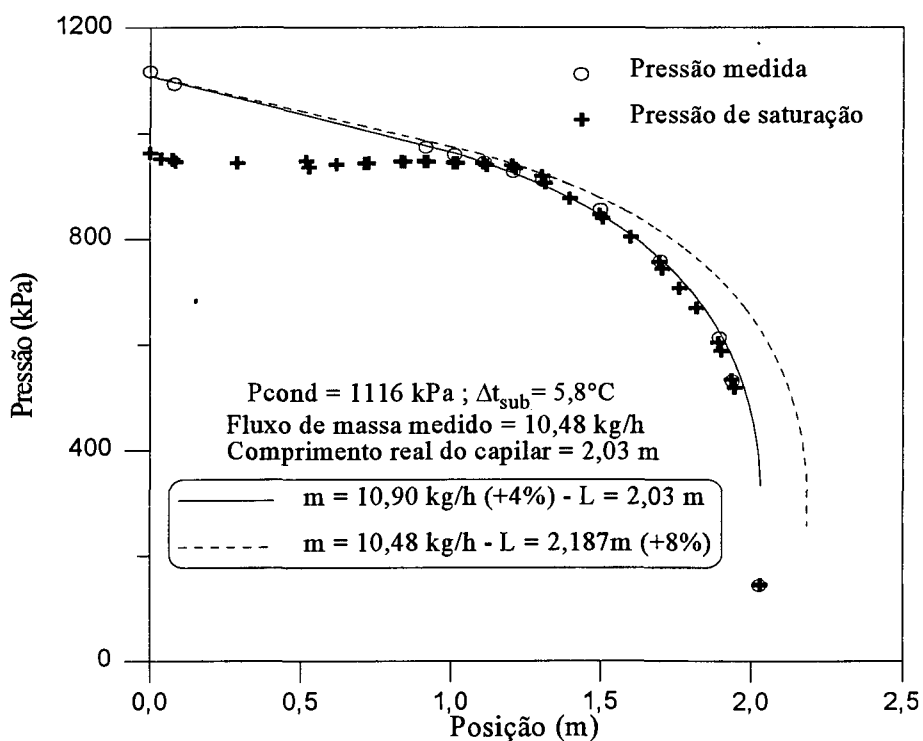


Figura 5.6 - Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 3 - Capilar 6

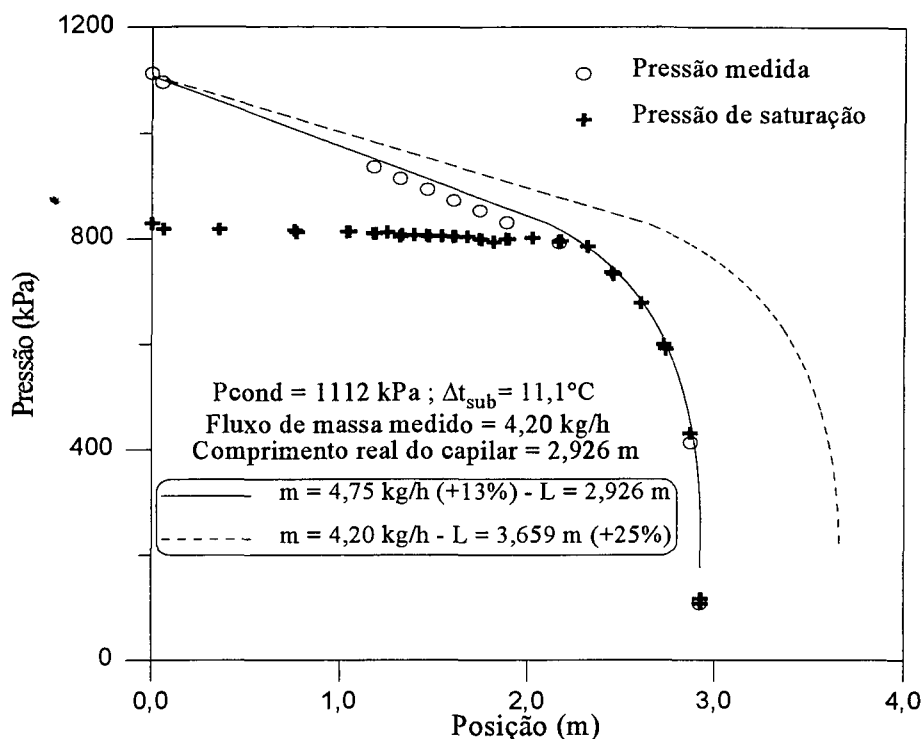


Figura 5.7 - Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 1 - Capilar 1

Nos testes com o capilar 1, a metaestabilidade sempre esteve presente. O caso apresentado na figura anterior é o que apresentou uma das menores extensões do trecho metaestável. Para este capilar, pode-se notar que a expressão de Churchill é ainda menos adequada do que para o capilar 6. Isto porque os perfis experimental e calculado na região líquida não coincidiram nem quando o comprimento do capilar foi fixado. Nesta situação, o fluxo de massa calculado foi 13% maior do que o fluxo de massa real e, nem assim a perda de carga foi tão pronunciada quanto no experimento.

No caso de fixação do fluxo de massa, a diferença decorrente no comprimento calculado foi bem maior, 25%. Note-se que o capilar 1 é bastante mais restritivo do que o capilar 6, possuindo um comprimento maior e um diâmetro menor. Esta última característica vem a favor da hipótese levantada anteriormente de que a validade do diagrama de Moody pode ser questionada em se tratando de diâmetros muito pequenos: quanto menor o diâmetro, maior seria o desvio em relação à correlação de Churchill.

A figura 5.8 é análoga à figura 5.4, porém os fatores multiplicativos são, neste caso, de 1,10, 1,20, 1,30 e 1,40. Novamente nota-se que os perfis, tanto da região de líquido quanto da região bifásica, se aproximam do experimento quando o fator aumenta até entre 1,30 e 1,40.

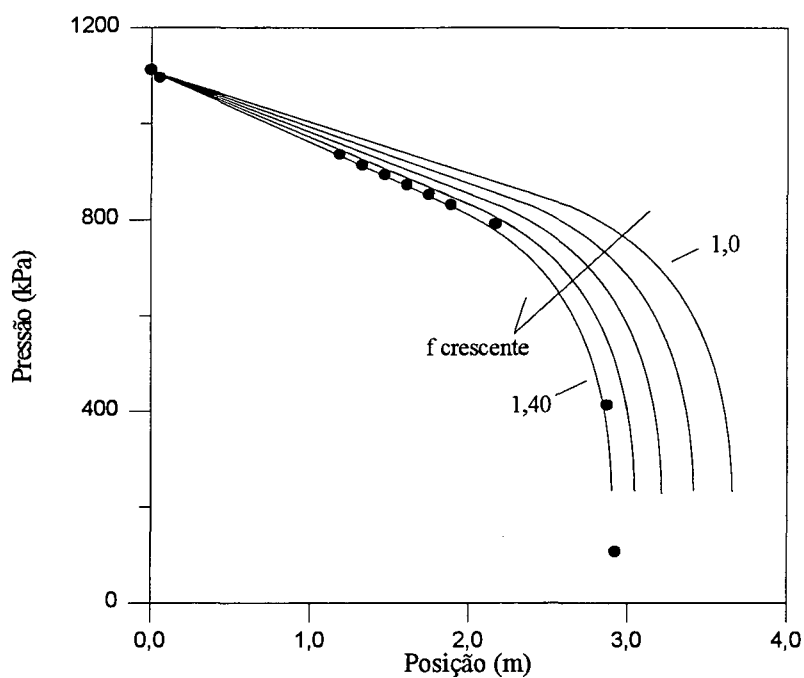


Figura 5.8 - Perfis de pressão calculados e experimental para o teste 1 - Capilar 1

As figuras 5.9 e 5.10 mostram resultados semelhantes aos da figura 5.7, mas em outras condições de operação.

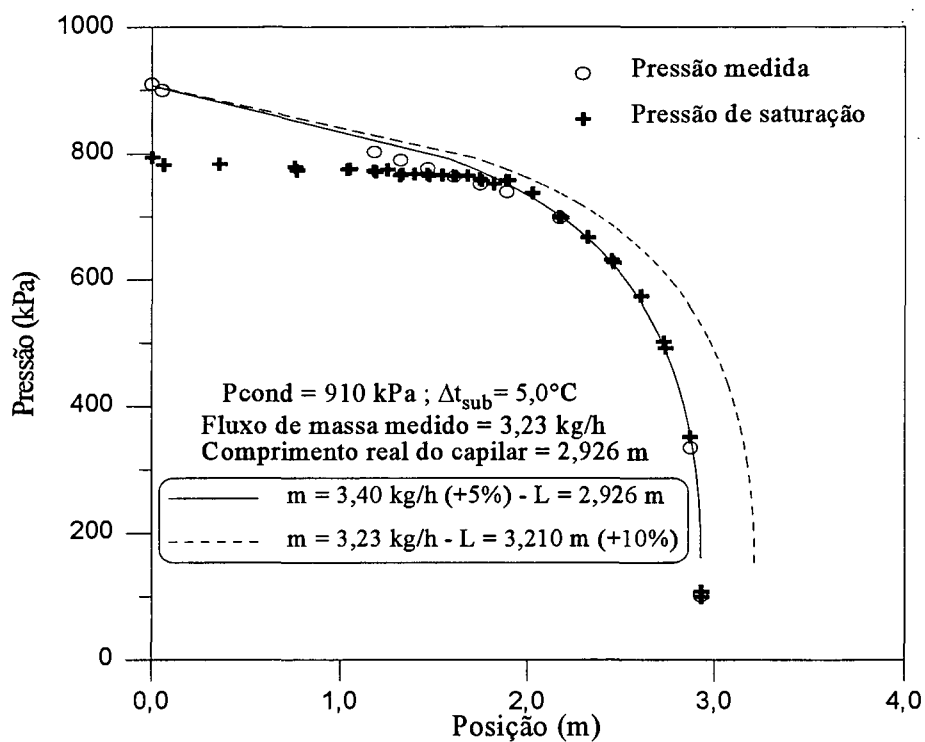


Figura 5.9 - Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 2 - Capilar 1

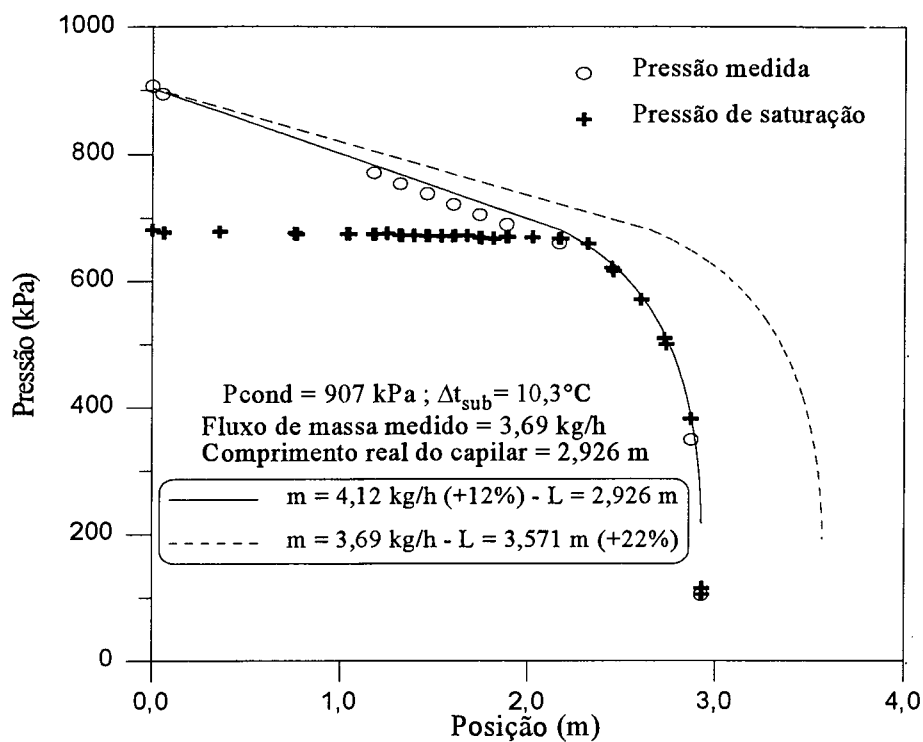


Figura 5.10 - Perfis de pressão calculado e experimental para o teste 3 - Capilar 1

Um fato que deve ser observado em relação aos resultados experimentais utilizados é a perturbação do escoamento promovida pelas tomadas de pressão. Como afirmado anteriormente, foram executadas medições globais e distribuídas, sendo que os resultados destas medições, para os capilares 1 e 6, são mostrados nas figuras 5.11 e 5.12.

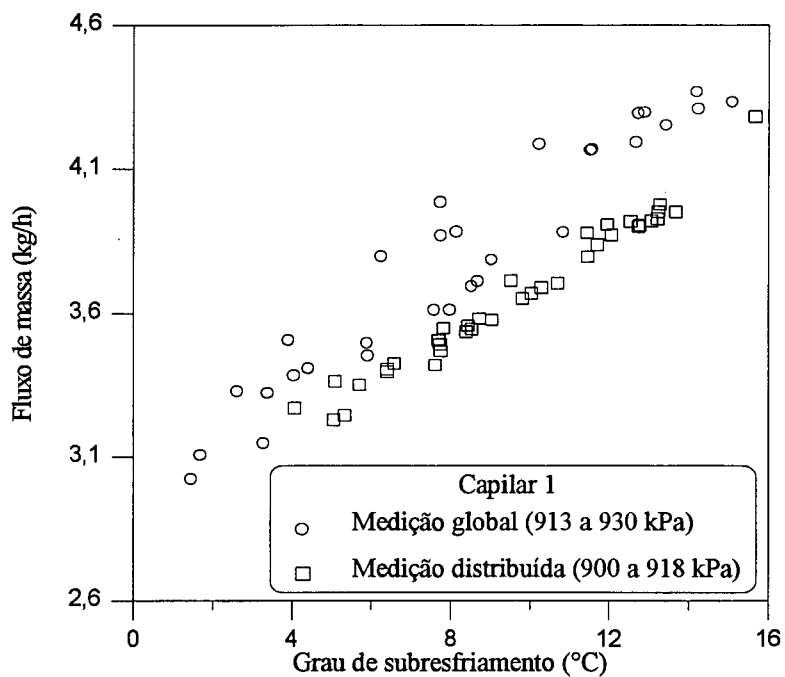


Figura 5.11 - Influência das tomadas de pressão no fluxo de massa - capilar 1

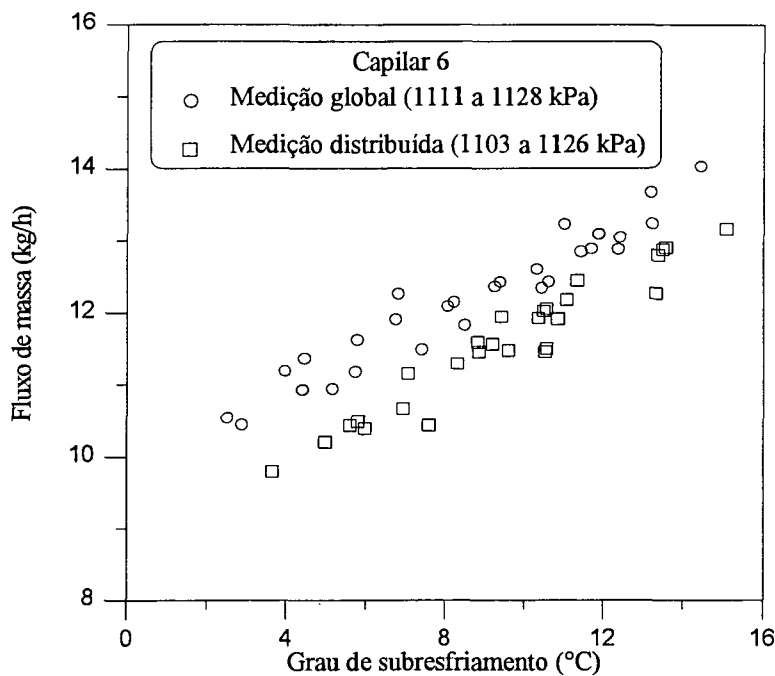


Figura 5.12 - Influência das tomadas de pressão no fluxo de massa - capilar 6

Pode-se observar que ocorreu uma redução sistemática no fluxo de massa nos testes com furações nos tubos. Isto significa que se fosse possível obter os perfis experimentais sem a perturbação provocada pelas furações, o fluxo de massa medido se aproximaria mais do fornecido pelo modelo.

Dirik et al. (1994) apresentaram alguns dados experimentais durante a etapa de validação do seu modelo. A comparação com o presente modelo contou com uma etapa adicional, onde procurou-se verificar a adequação da estrutura geral da modelação. Para tanto, implementou-se no modelo as mesmas expressões para o cálculo dos fatores de atrito, nas regiões líquida e bifásica, usada por Dirik e Tanes (1992). Com este procedimento procurava-se verificar a compatibilidade dos resultados fornecidos pelos dois modelos

Deve-se ressaltar que os modelos ainda guardavam diferenças que não puderam ser compatibilizadas, quais sejam :

- i) as equações da conservação da quantidade de movimento e da energia possuem termos diferentes.
- ii) a expressão de Chen et al. (1990) para a metaestabilidade não foi implementada no presente modelo.

Esta comparação está mostrada na figura 5.13, onde o fluxo de massa medido por Dirik et al.(1994) é confrontado com os resultados de seu próprio modelo, com o presente modelo,

utilizando as relações constitutivas de Dirik (Modelo 1) e com o presente modelo utilizando suas próprias relações constitutivas (Modelo 2).

Observa-se que os resultados fornecidos pelo modelo de Dirik e pelo Modelo 1 são bastante próximos entre si, sendo os valores de fluxo de massa do primeiro levemente maiores, provavelmente pelo fato da expressão para a extensão do trecho metaestável estar presente apenas no modelo de Dirik.

Os resultados do Modelo 2, no entanto, apresentam valores de fluxo de massa notadamente menores do que os dois modelos anteriores. Boa parte dos pontos situa-se abaixo, inclusive, da faixa de $\pm 10\%$ dos valores experimentais. Este resultado contrasta com a comparação efetuada com os dados experimentais de Gonçalves (1994), onde a grande maioria das simulações forneceu fluxos de massa maiores do que os experimentais.

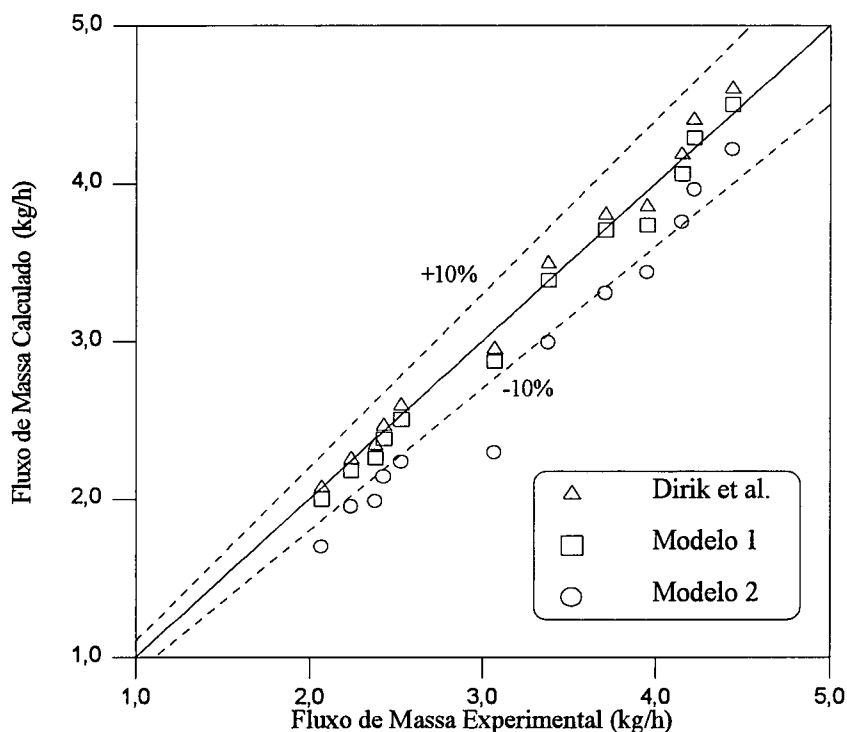


Figura 5.13 - Comparação entre os fluxos de massa experimental e calculados por Dirik et al. (1994) e pelo presente modelo - caso adiabático

5.3 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DO MODELO NÃO-ADIABÁTICO

A comparação dos resultados fornecidos pelo presente modelo com os resultados de

Dirik et al.(1994), para os casos não-adiabáticos, foi feita da mesma forma que para os casos sem troca de calor : as relações constitutivas foram compatibilizadas ao máximo para que a adequação geral do modelo fosse verificada.

A correlação, usada por Dirik e Tanes (1992), para os fatores de atrito nas regiões líquida e bifásica é a mesma do caso adiabático (Colebrook), sendo a viscosidade bifásica ponderada segundo a correlação proposta por McAdams et al. (1942).

A expressão para o número de Nusselt no escoamento no interior do capilar foi a proposta por Gnielinski (1962). Dirik utilizou-a no cômputo dos coeficientes de transferência de calor por convecção tanto para a fase líquida quanto para o escoamento bifásico.

Os dados experimentais obtidos por Dirik foram também confrontados contra os fornecidos pelo presente modelo, utilizando suas próprias relações constitutivas.

No capítulo 3, afirmou-se que a resistência térmica de convecção entre o refrigerante e a parede do tubo capilar, na região bifásica seria desconsiderada. O efeito desta aproximação será mostrado a seguir.

As correlações utilizadas no cômputo deste coeficiente nos trabalhos de Pate (1982), Peixoto e Bullard (1994) e Dirik e Tanes (1992) são oriundas de Pate (1982), de Sleicher e Rouse (1975) e de Gnielinski (1962), respectivamente.

A equação proposta por Pate (1982) baseia-se no chamado método da velocidade líquida. Segundo este método de análise, apenas as propriedades do líquido afetam a transferência de calor e o único efeito do vapor é aumentar a velocidade do líquido.

Pate utilizou a equação de Dittus-Boelter na aplicação deste método e obteve :

$$Nu_{tp} = 0,023 \cdot Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,3} \cdot \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right)^{0,8} \quad (5.1)$$

onde α é a fração de vazão dada por :

$$\alpha = \frac{x \cdot v_g}{v_{tp}} \quad (5.2)$$

A correlação de Sleicher e Rouse (1975) para escoamento monofásico foi utilizada por

Peixoto, sendo as propriedades bifásicas, com exceção da viscosidade, ponderadas pelo título :

$$Nu_{tp} = 5 + 0,015 \cdot Re_{tp}^a \cdot Pr_{tp}^b \quad (5.3)$$

onde

$$a = 0,88 - \frac{0,24}{4 + Pr_{tp}}$$

$$b = 0,333 + 0,5 \cdot \exp(-0,6 \cdot Pr_{tp})$$

A correlação de Gnielinski (1962) foi apresentada anteriormente (ver equação 3.49).

O mesmo caso foi simulado, utilizando cada uma das correlações apresentadas. Na figura 5.14 pode-se ver os coeficientes de transferência de calor em função da posição do tubo capilar, calculados com base em cada correlação.

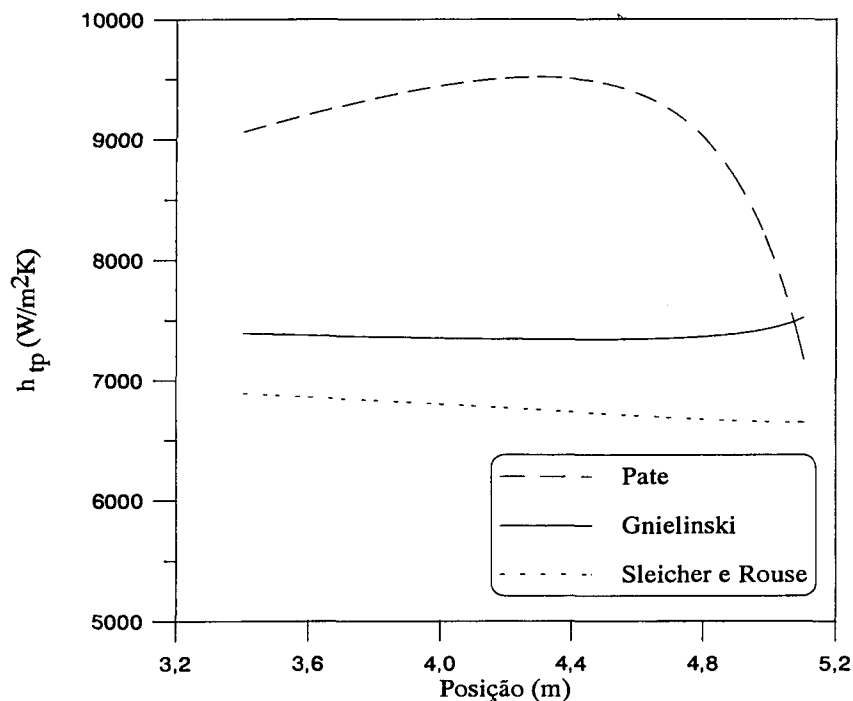


Figura 5.14 - Coeficientes de transferência de calor por convecção entre o refrigerante e a parede do tubo capilar, na região bifásica

Nota-se que os coeficientes são bastante diferentes entre si, sendo que o resultado da aplicação da correlação proposta por Pate apresenta, inclusive, uma tendência oposta às outras duas, na região inicial.

A tabela 5.2 mostra os fluxos de massa resultantes das três simulações. Nota-se que praticamente não há diferença alguma entre os resultados.

Tabela 5.2 - Fluxos de massa resultantes da utilização das correlações de Pate, Sleicher & Rouse e Gnielinski para a transferência de calor na região bifásica

	Fluxo de Massa (kg/h)
Pate	4,747
Sleicher e Rouse	4,745
Gnielinski	4,746

Da mesma forma que os fluxos de massa, os perfis de pressão, temperatura e título são coincidentes, mostrando que o resultado da simulação é independente da correlação utilizada.

Isto ocorre pois o coeficiente de transferência de calor do lado do capilar é muito mais alto do que para a linha de sucção e, em decorrência disto, a resistência térmica do escoamento no capilar torna-se desprezível em relação à resistência térmica do lado da linha de sucção. Desta forma, a transferência de calor em um trocador de calor capilar-linha de sucção é governada pelo lado do gás superaquecido, cuja correlação é bem estabelecida.

Também foi executada uma simulação em que a resistência térmica do lado do capilar, para o escoamento bifásico, foi desprezada, obtendo-se um fluxo de massa de 4,750 kg/h e perfis coincidentes com os anteriores.

Portanto, verifica-se que realmente não se torna necessária a adoção de uma ou outra correlação, uma vez que os resultados decorrentes da aplicação delas são os mesmos : o presente modelo desconsidera a resistência térmica do escoamento bifásico, o que equivale a tornar o coeficiente de transferência de calor por convecção infinito, e isto está essencialmente correto.

A figura 5.15 mostra uma comparação entre os dados experimentais de Dirik et al. (1994) com seus resultados calculados, com os resultados fornecidos pelo presente modelo utilizando as relações constitutivas de Dirik e Tanes (1992) (Modelo 1) e com o presente modelo em sua forma final (Modelo 2). Observa-se que o modelo de Dirik e o Modelo 1 apresentam uma concordância bastante boa entre si, fato esse que valida o programa no que concerne à sua estrutura geral. Os resultados fornecidos pelo Modelo 2, por sua vez, não são tão próximos dos dados experimentais de Dirik como os anteriores. Os fluxos de massa previstos por este modelo

são sempre mais baixos do que os valores medidos, sendo que 83% dos pontos não apresentam variação de mais de 15% em relação aos dados experimentais.

Uma variação semelhante entre os modelos também foi observada no caso adiabático. Uma das causas de tal diferença pode ser a correlação empregada para o fator de atrito da região bifásica. Particularmente, no caso de tubos capilares não-adiabáticos, a variação pode também ser atribuída às diferentes correlações empregadas para avaliar a transferência de calor. Com a finalidade de quantificar o efeito individual destes dois fatores, efetuou-se alguns testes combinando-se tais correlações.

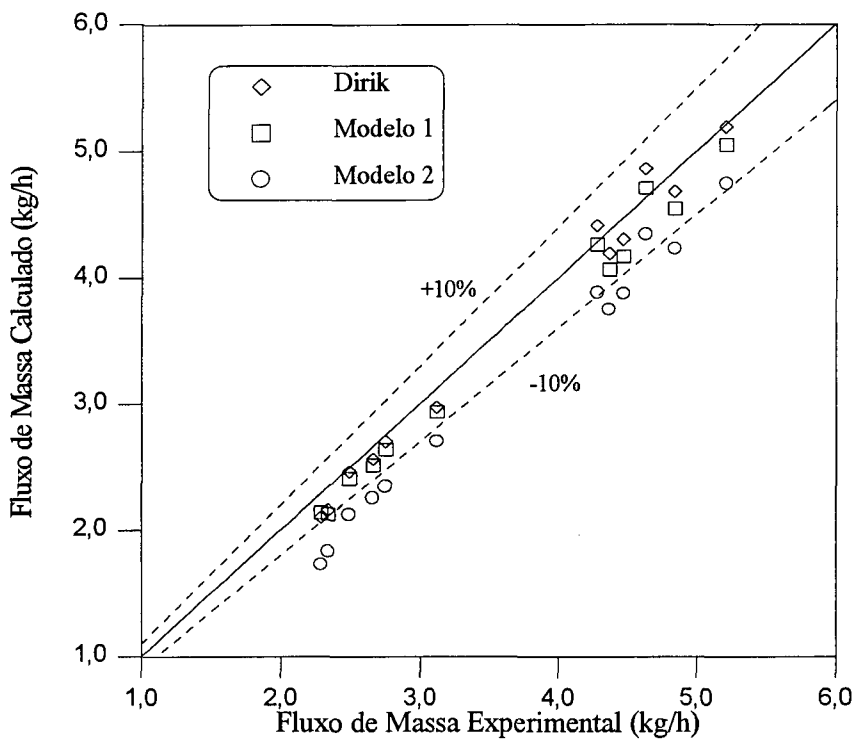


Figura 5.15 - Comparação numérico-experimental entre os dados de Dirik et al. (1994) e os resultados do presente modelo

Dirik e Tanes (1992) estimam o número de Nusselt do escoamento ao longo de todo o capilar através da correlação de Gnielinski (1962). O número de Nusselt do escoamento, na linha de sucção, é determinado através da equação 5.4 :

$$\frac{Nu_s}{Nu_c} = 0,86 \cdot \left(\frac{D_s}{D_{ext}} \right)^{0,16} \quad (5.4)$$

Esta forma de avaliar a transferência de calor foi utilizada em conjunto com a expressão de Erth (1980) para o fator de atrito da região bifásica (Modelo C). Por sua vez, a estimativa da

transferência de calor entre o capilar e a linha de sucção negligenciando a resistência térmica do lado do capilar, no trecho saturado, e determinando o coeficiente de convecção do lado da linha de sucção através da correlação de Gnielinski, e o cálculo do fator de atrito do trecho bifásico através da equação de Colebrook constituem o chamado Modelo B. O Modelo D mostra os resultados obtidos com o programa utilizando suas próprias relações constitutivas. O Modelo A corresponde aos resultados provenientes da conjugação das correlações de Colebrook e Gnielinski para o fator de atrito e para o coeficiente de transferência de calor do lado do capilar, respectivamente.

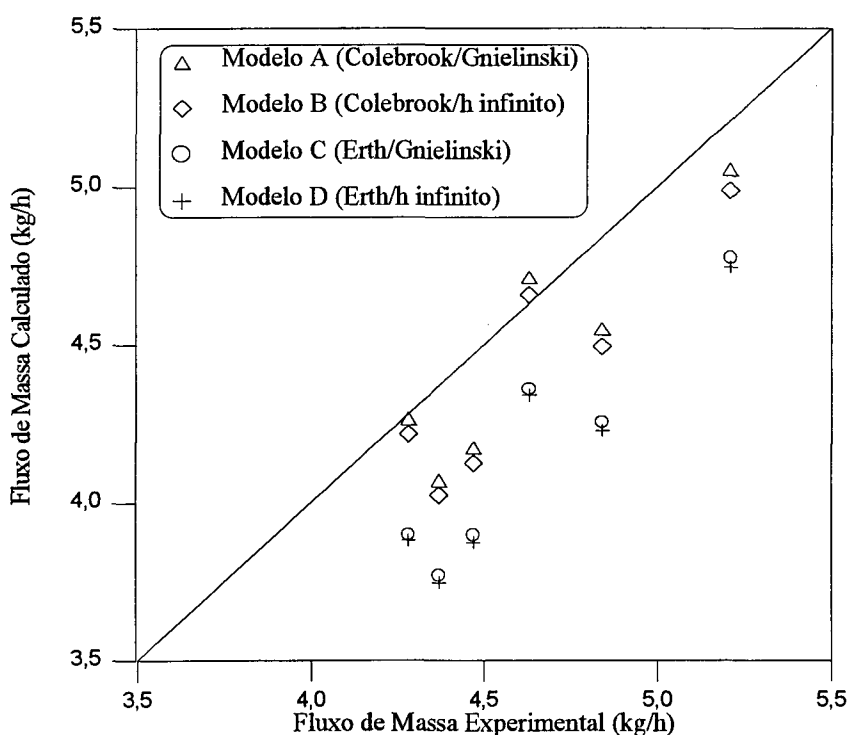


Figura 5.16 - Resultados fornecidos pelo presente modelo combinando relações constitutivas - caso não adiabático

A figura 5.16 mostra os resultados desta comparação onde pode-se notar que a maior influência na queda do fluxo de massa deve-se à correlação para o fator de atrito. As quatro combinações agrupam-se duas a duas. Aquelas que apresentam fluxos de massa mais altos utilizam a correlação de Colebrook e aquelas que apresentam fluxos de massa mais baixos, fazem uso da equação de Erth (1980). A avaliação da transferência de calor também influenciou nos resultados, porém em menor escala : o modelo baseado em um coeficiente de troca infinito e aquele que quantifica a transferência de calor na linha de sucção através da correlação de Gnielinski (1962) apresentam fluxos de massa ligeiramente diferentes.

Isto demonstra a importância da avaliação adequada do fator de atrito do escoamento

bifásico, sendo portanto um indicativo da necessidade de trabalhos experimentais que conduzam a correlações confiáveis.

Peixoto e Bullard (1994) apresentaram seus resultados de maneira diferente : para um mesmo trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, várias situações foram simuladas, correspondendo a diferentes graus de subresfriamento à entrada do tubo capilar. A figura 5.17 mostra os resultados de Peixoto e Bullard, para um trocador de calor do tipo lateral, expressos como uma linha contínua.

Aqui, novamente, o presente modelo foi compatibilizado ao máximo com o modelo de Peixoto e Bullard, no que se refere a expressões para fatores de atrito e coeficientes de transferência de calor. Os fatores de atrito das regiões de líquido e de escoamento bifásico são, respectivamente, os de Colebrook e Pate (1982), sendo a viscosidade bifásica ponderada pela correlação de Dukler et al. (1964). Peixoto utilizou a correlação de Sleicher e Rouse (1975) para o cálculo dos coeficientes de transferência de calor, tanto da fase líquida quanto da região bifásica. Os resultados obtidos a partir do presente modelo, utilizando estas relações constitutivas está mostrado no chamado Modelo 1, da figura 5.17. O Modelo 2 corresponde aos resultados das simulações utilizando o presente modelo, com suas próprias relações constitutivas, definidas no capítulo 3.

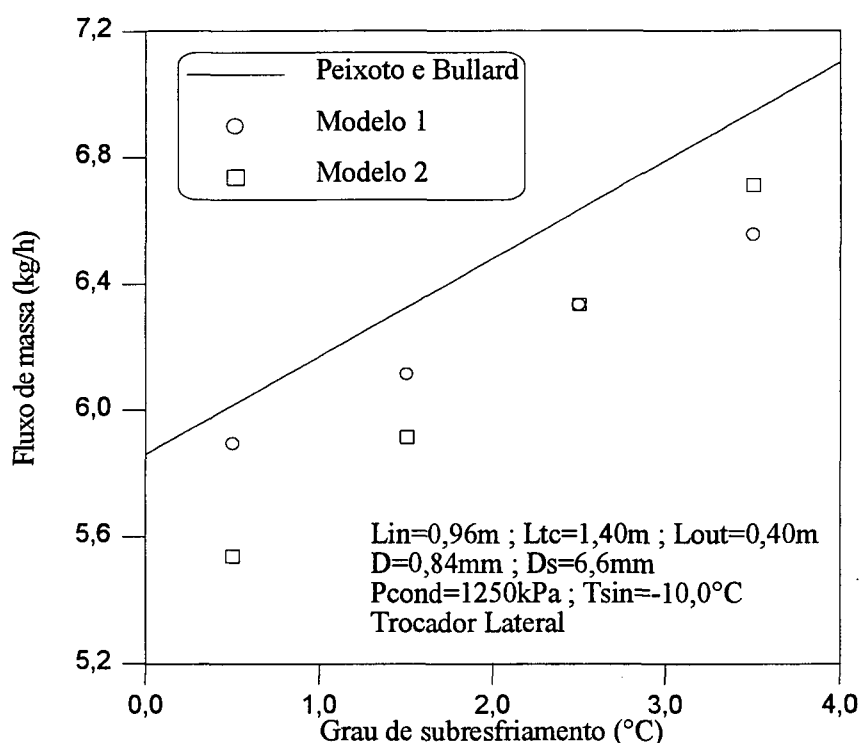


Figura 5.17 - Comparação entre o presente modelo e o modelo de Peixoto e Bullard (1994)

Observa-se que, neste caso, as três modelações apresentam um grau de concordância razoável entre si, sendo que os resultados do Modelo 1 apresentam a tendência de se distanciar dos resultados de Peixoto e Bullard (1994) à medida em que o grau de subresfriamento aumenta. Curiosamente, os resultados do Modelo 2 apresentam a tendência oposta. Infelizmente, para estes testes, não existem dados experimentais disponíveis.

A figura 5.18, por sua vez, mostra uma comparação entre dados experimentais de Peixoto et al. (1994) com resultados de três modelações diferentes. Mais uma vez, são apresentados os resultados do presente modelo com as relações constitutivas compatibilizadas às empregadas por Peixoto et al. (1994) (Modelo A) e resultados obtidos com o presente modelo em sua forma final (Modelo B).

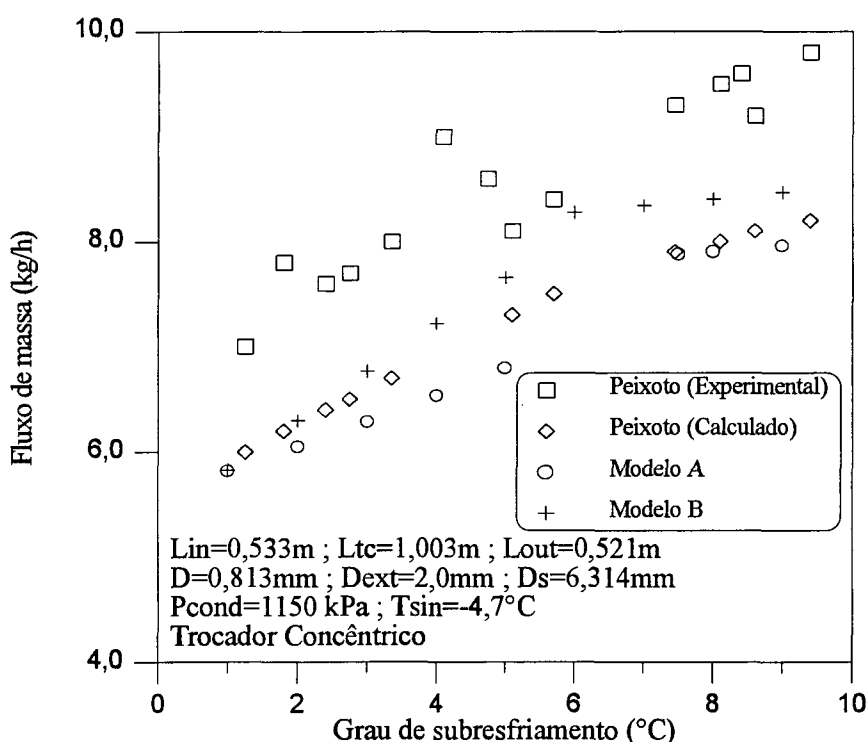


Figura 5.18 - Comparação entre os fluxos de massa experimental e calculados por Peixoto et al. (1994) e pelo presente modelo

Nesta figura, pode-se observar uma mesma tendência nas três modelações : o fluxo de massa aumenta, a uma taxa constante, até um determinado grau de subresfriamento, quando então a inclinação da curva diminui. Este fato pode ser entendido analisando-se os perfis do título para as diferentes simulações, através da figura 5.19, onde estes resultados do Modelo B são mostrados em função do grau de subresfriamento.

Observa-se que, mesmo para $\Delta t_{\text{sub}}=1^{\circ}\text{C}$, situação em que o trecho bifásico é grande,

ocorre recondensação e o título diminui ao longo do trocador de calor. Para $\Delta t_{\text{sub}}=4^{\circ}\text{C}$, o título atinge níveis consideravelmente menores, chegando a ponto de ocorrer recondensação total em um trecho na saída do trocador de calor.

À medida que o grau de subresfriamento aumenta, o "flash point" é movido cada vez mais para dentro do tubo capilar e isto faz com que o título atinja níveis cada vez mais baixos e a região de recondensação total se torne cada vez maior.

Isto ocorre até $\Delta t_{\text{sub}}=5^{\circ}\text{C}$, aproximadamente, pois a partir daí não ocorre mais escoamento bifásico na região do trocador de calor e a vaporização do refrigerante ocorre somente na região de saída. Desta forma, a extensão do trecho de líquido passa a apresentar pouca variação, o que reflete em uma menor taxa de crescimento do fluxo de massa.

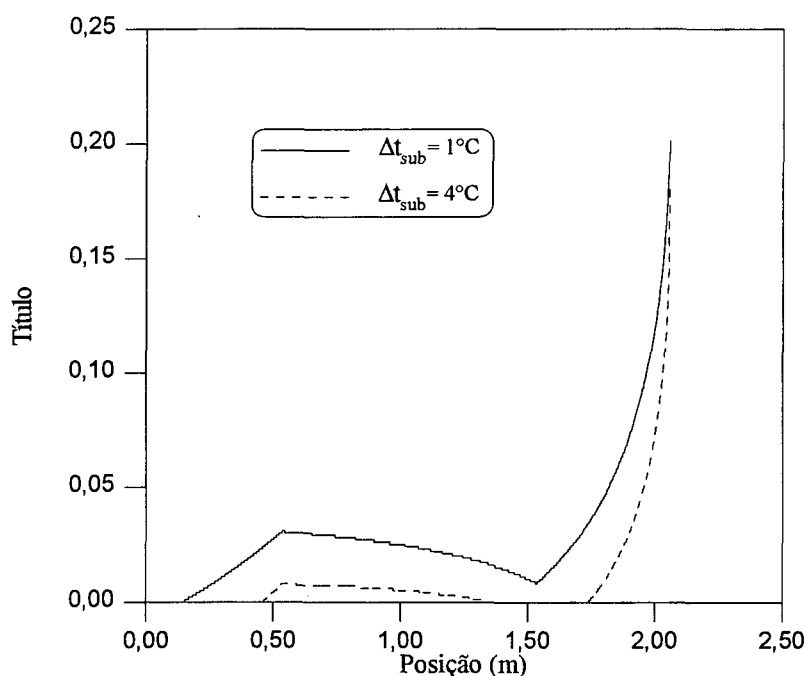


Figura 5.19 - Influência do grau de subresfriamento nos perfis de título

5.4 - ANÁLISE DO CRITÉRIO DE BLOCAGEM

Nesta seção será apresentada uma análise da aplicabilidade do critério de bloqueio utilizado no presente modelo. Esta análise será feita com base em comparações entre este critério e o critério de número de Mach unitário.

Para tanto, implementou-se no programa, para o caso adiabático, o cálculo do número de

Mach do escoamento, apenas para verificação, uma vez que o critério de bloqueio não foi alterado. Esta grandeza, no ponto genérico i , era calculada de acordo com a seguinte expressão :

$$M_i = \frac{G}{(\rho_{i-1} + \rho_i)/2} \cdot \sqrt{\frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{P_i - P_{i-1}}} \quad (5.5)$$

Observou-se, a partir da análise dos resultados, que o número de Mach ao final do tubo capilar era consideravelmente diferente da unidade, em torno de 0,88 para um dos casos.

A primeira hipótese a respeito da razão desta aparente inconsistência deveu-se ao tamanho do incremento com base no qual a derivada era calculada : pelo fato desta derivada ser determinada numericamente e também pelas propriedades envolvidas variarem muito em torno da posição de bloqueio.

Com base nesta hipótese, variou-se o tamanho do incremento da região de saturação, normalmente fixado em 1 mm, entre este valor e 0,1 mm. O resultado destas simulações forneceu valores idênticos de fluxo de massa e, conseqüentemente, perfis coincidentes. No entanto, o número de Mach no ponto de bloqueio variou, em função do tamanho do incremento, como mostra a figura 5.20.

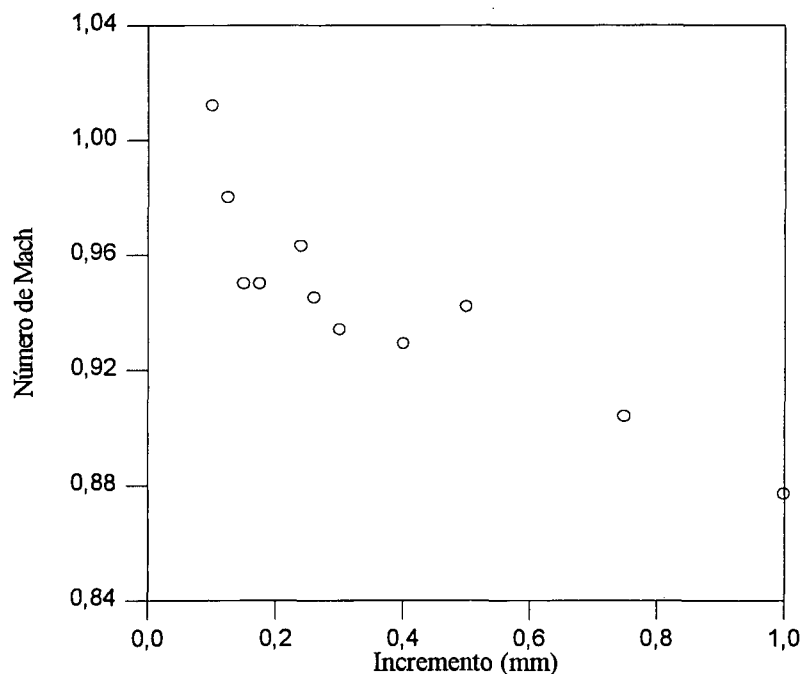


Figura 5.20 - Influência do incremento do trecho bifásico no número de Mach na saída do tubo capilar

Pela análise deste gráfico, fica óbvia a importância do tamanho do incremento na determinação do número de Mach na saída do tubo. No entender do autor, isto decorre dos altos gradientes das propriedades envolvidas, nesta região.

Deve-se lembrar que o ponto de bloqueio, segundo o critério adotado, corresponde ao ponto anterior ao incremento onde o gradiente de pressão torna-se infinito. Poder-se-ia cogitar a hipótese de que, considerando o ponto de bloqueio um incremento à frente, o número de Mach tornar-se-ia mais próximo da unidade. No entanto, isto não ocorre, uma vez que acontecem inconsistências, como aumento de pressão por exemplo, neste último ponto em decorrência do gradiente de pressão ter se tornado positivo.

Uma outra abordagem da situação foi feita procedendo-se a troca do critério de bloqueio adotado para o critério de $M=1$: o escoamento era considerado bloqueado no ponto anterior ao incremento onde o número de Mach tornava-se maior do que um.

A utilização deste critério em alguns casos, levou a resultados bastante bons, compatíveis com os obtidos com o critério anterior. Em outros casos, a simulação divergia por acontecerem aumentos de pressão e reduções de título à saída do capilar, antes que o critério fosse satisfeito.

Para o caso não-adiabático, outras considerações precisam ser feitas. Inicialmente, deve-se lembrar que o cálculo da velocidade do som envolve a hipótese de escoamento isentrópico, ou seja, adiabático e reversível. Considerando que a parte intermediária do tubo capilar faz parte de um trocador de calor e que as partes inicial e final trocam calor com o meio ambiente, verifica-se que a equação em questão não se aplica a região alguma do capilar. Isto, por si só, impede a utilização do critério de $M=1$, a menos que a região de saída seja considerada adiabática. Fazendo-se esta hipótese, os números de Mach nesta região podem ser calculados segundo o mesmo procedimento do caso adiabático e os resultados mostraram que o número de Mach na saída do capilar também variou em função do incremento utilizado no trecho bifásico.

A substituição do critério de $dP/dZ \rightarrow \infty$ para o de $M=1$ foi feita também para este caso e as inconsistências observadas na situação adiabática ocorreram da mesma forma, com a diferença que não foi possível obter resultados realísticos para nenhum dos casos simulados.

As conclusões que podem ser tiradas deste estudo são :

a) O número de Mach é difícil de ser determinado adequadamente.

O número de Mach é difícil de ser determinado com precisão devido à sua própria

definição.

Observando-se a equação 5.5, nota-se que o número de Mach no ponto i é calculado com base na velocidade média entre os pontos i e $i-1$. Da mesma forma, a velocidade do som é obtida com base na derivada numérica da pressão com relação à massa específica, avaliada também entre os pontos i e $i-1$. Pelo fato da pressão e da massa específica variarem muito em torno da posição de bloqueio, a maneira de definir estas velocidades influencia muito nos resultados.

b) O critério de $M=1$ pode conduzir a inconsistências

Considerando a adequabilidade da equação utilizada na determinação da velocidade de propagação do som para escoamentos bifásicos, o critério de bloqueio de $M=1$, para escoamentos adiabáticos, deve fornecer bons resultados se aplicado de forma analítica, por exemplo.

Em se tratando de um método numérico, as dificuldades apontadas no item anterior traduzem-se em uma imprecisão na localização do ponto de bloqueio.

Por isso e pelo fato deste critério não estar respaldado matematicamente pelas equações de conservação, o ponto de bloqueio pode-se localizar além do ponto onde as inconsistências (aumento de pressão e redução de título), descritas anteriormente, começam a ocorrer.

c) O critério de $M=1$ não é aplicável a trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção

A velocidade do som não pode ser calculada pela forma descrita quando o escoamento não é adiabático. Desta forma, a aplicação do critério na região de saída do capilar, sujeita à convecção natural, fica impossibilitada.

O programa desenvolvido permite que a convecção natural, nos trechos inicial e final do capilar, seja considerada ou não, conforme a necessidade do usuário.

Obviamente, se nestas regiões a hipótese de escoamento adiabático for feita, o critério poderia ser utilizado (observar as dificuldades descritas no item b).

O critério de bloqueio quando $dP/dZ \rightarrow \infty$ apresenta importantes vantagens em relação ao critério de $M=1$. São elas :

- i) Impossibilita inconsistências devidas ao método numérico por estar fundamentado em base matemática, além de física.
- ii) Nenhuma hipótese a respeito da forma da transformação precisa ser feita : o critério se baseia na própria equação de conservação e não no caminho termodinâmico do processo, que é uma consequência da equação.

Em decorrência desta última afirmação, o critério é válido independentemente da situação, pois o escoamento pode envolver transferência de calor e o critério continua sendo

aplicável.

5.5 - RESULTADOS DO MODELO NÃO-ADIABÁTICO

A presença de um trocador de calor pode alterar substancialmente os perfis de pressão, temperatura e título em relação a um tubo capilar adiabático. Com a finalidade de analisar as diferenças entre uma situação e outra, apresentar-se-ão alguns resultados que podem ser importantes na compreensão dos fenômenos que ocorrem nos capilares não-adiabáticos. Deve-se ressaltar que, nas simulações apresentadas a seguir, as regiões inicial e final do tubo capilar foram consideradas adiabáticas.

A situação que ocorre mais comumente é aquela onde o "flash point" está localizado na região inicial do capilar. Assim, no início do trocador de calor, tem-se um escoamento bifásico que começará a perder calor para a linha de sucção. Pode-se ver um caso referente a esta situação na figura 5.21.

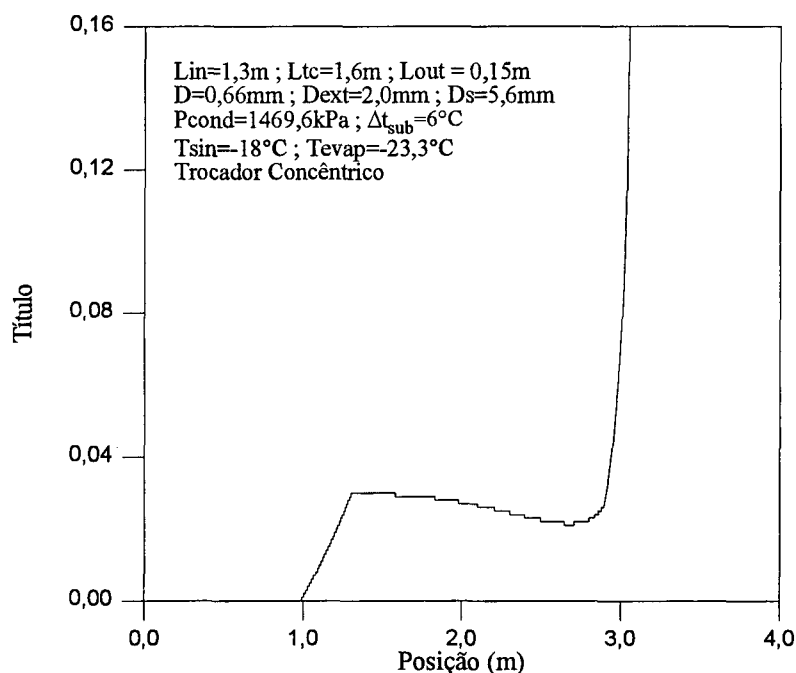


Figura 5.21 - Perfil de título de um caso em que a vaporização ocorre na região inicial do capilar

A troca de calor faz com que ocorra uma pequena redução do título na região intermediária. O gradiente de pressão, mostrado na figura 5.22, apresenta uma inclinação quase que constante na região do trocador de calor. As temperaturas do refrigerante no capilar e na linha de sucção são mostradas na figura 5.23. Observa-se que a temperatura na linha de sucção

aumenta de -18°C até 30°C , aproximadamente. Esta é uma variação considerável, estando, portanto, de acordo com a afirmação feita no capítulo 1 associando o trocador de calor com a redução da formação de gelo ao redor da linha de sucção.

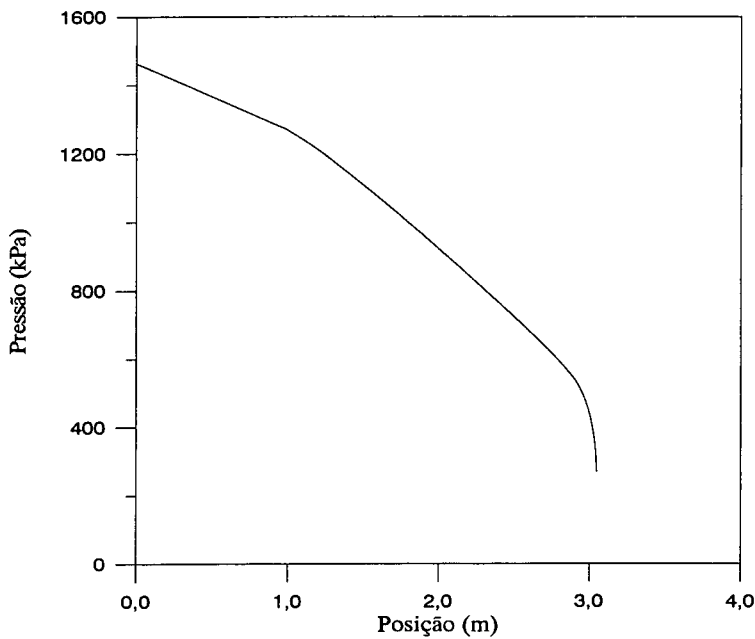


Figura 5.22 -Perfil de pressão de um caso onde a vaporização ocorre na região inicial do capilar

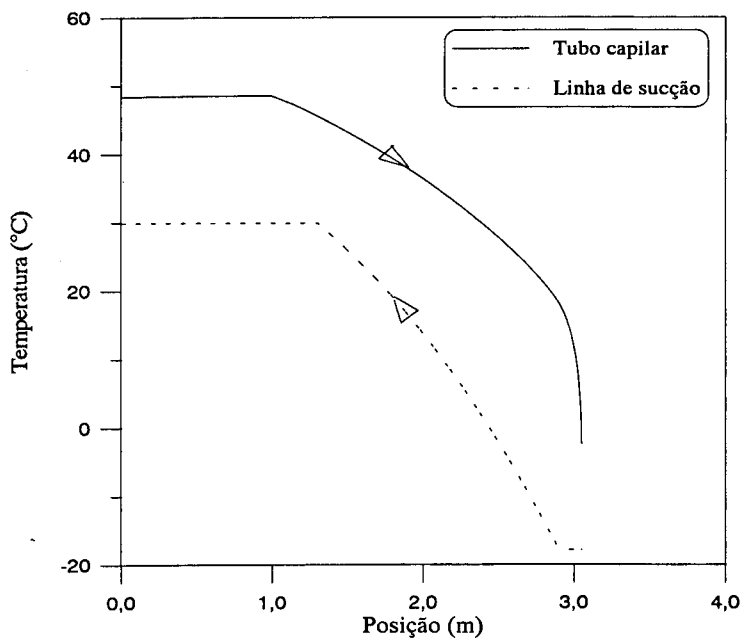


Figura 5.23 -Perfis de temperatura de um caso onde a vaporização ocorre na região inicial do capilar

Pode ocorrer também uma situação onde o título se reduz mais rapidamente na região do trocador de calor, ocorrendo a recondensação total do refrigerante (figura 5.24).

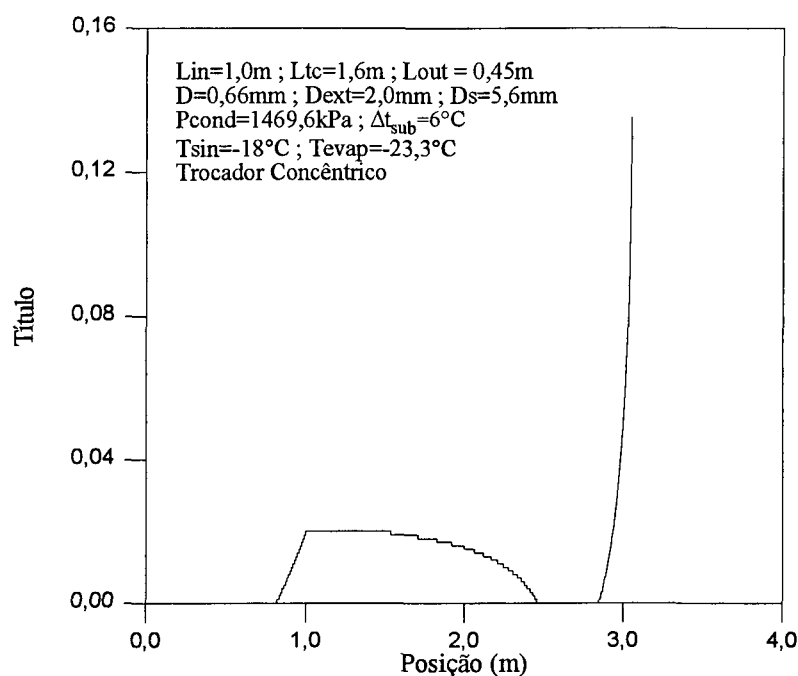


Figura 5.24 - Perfil de título de um caso onde ocorre recondensação total

Deve ser observado que esta condição deve ser evitada na prática, pois a presença de dois "flash points" no capilar pode causar instabilidades no escoamento (ASHRAE, 1994). Apesar de não ser prática, esta condição revela alguns aspectos interessantes nos perfis de pressão e temperatura (ver figuras 5.25 e 5.26).

Como era de se esperar, ocorre uma redução do gradiente de pressão no segundo trecho de líquido em decorrência da redução do volume específico provocada pela condensação do refrigerante. A temperatura no capilar apresenta um comportamento ainda mais curioso.

A região I corresponde ao trecho de líquido e apresenta um leve aumento de temperatura devido à dissipação viscosa. A região II representa o trecho bifásico inicial do escoamento. Na região III, o escoamento é de líquido e a queda de temperatura devida à troca de calor com a linha de sucção acontece linearmente. Na região IV, o escoamento continua como líquido, porém é adiabático e persiste até a saturação, onde a queda de temperatura passa a ser não linear até o final do tubo.

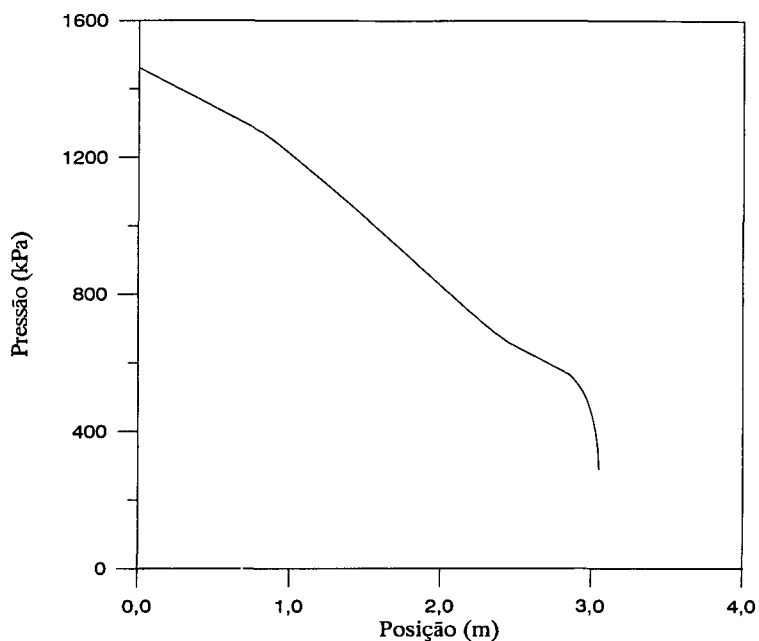


Figura 5.25 - Perfil de pressão de um caso onde ocorre recondensação total

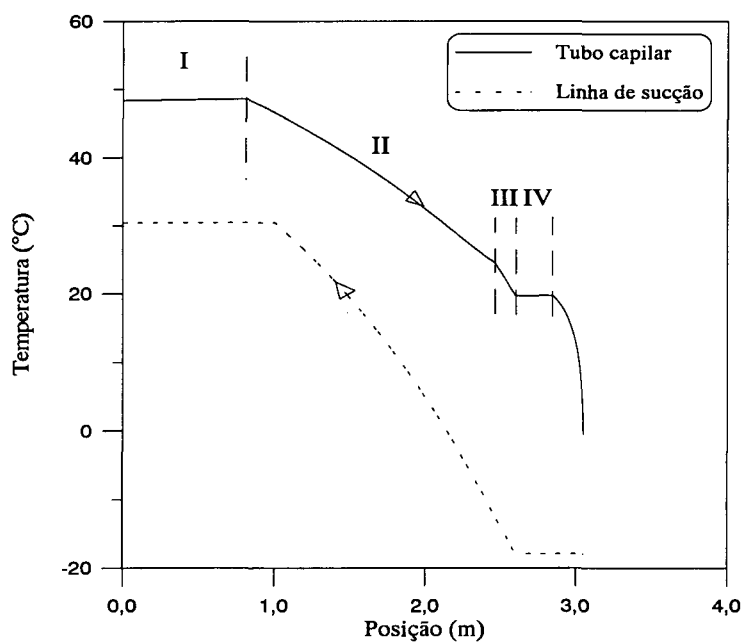


Figura 5.26 -Perfis de temperatura de um caso onde ocorre recondensação total

Uma outra situação possível de acontecer é aquela na qual o escoamento entra no trocador de calor ainda como líquido subresfriado. Nestas condições, a transferência de calor faz com que o subresfriamento aumente ainda mais, permitindo que o escoamento torne-se bifásico somente próximo ao final do tubo.

Os perfis de título, pressão e temperatura no capilar e na linha de sucção são mostrados respectivamente nas figuras 5.27, 5.28 e 5.29.

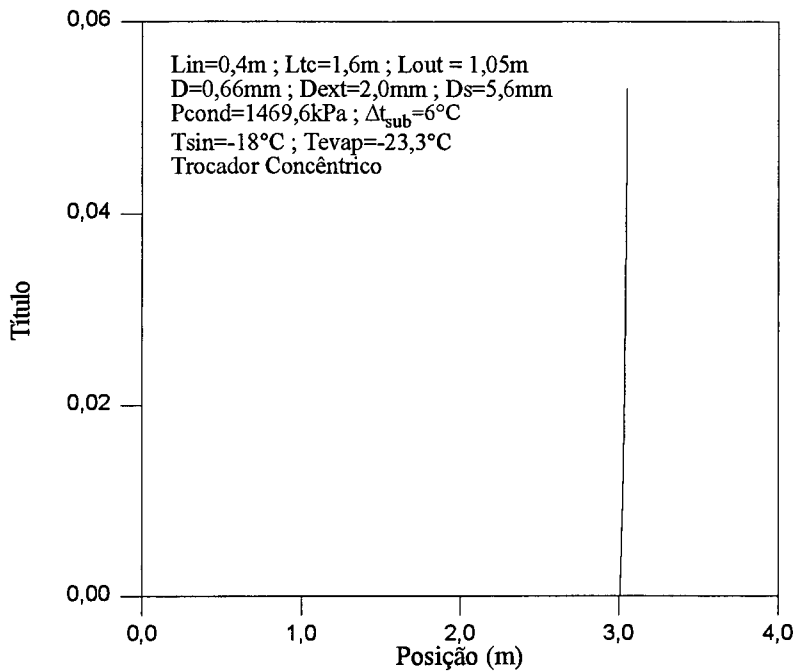


Figura 5.27 -Perfil de título de um caso onde o fluido entra no trocador de calor como líquido subresfriado

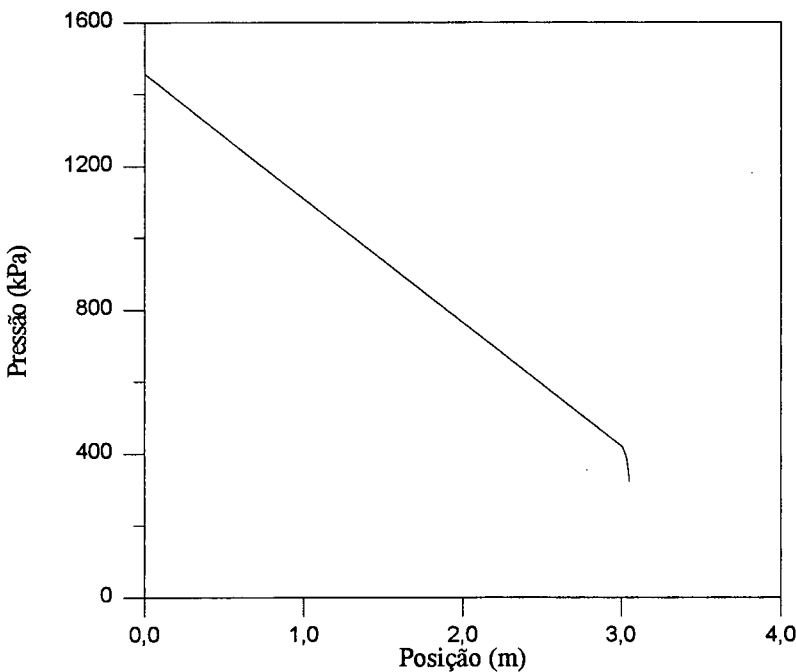


Figura 5.28 - Perfil de pressão de um caso onde o fluido entra no trocador de calor como líquido subresfriado

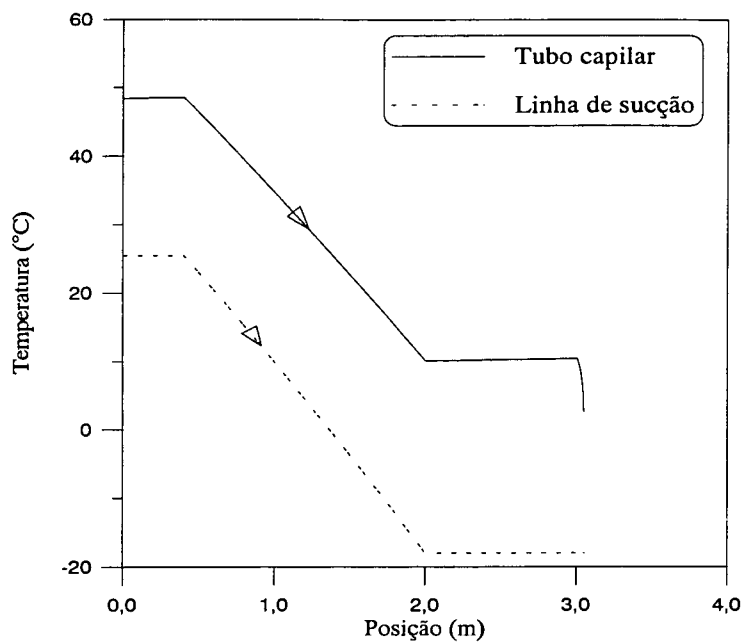


Figura 5.29 - Perfis de temperatura de um caso onde o fluido entra no trocador de calor como líquido subresfriado

As três situações mostradas nas figuras 5.21, 5.24 e 5.27 estão representadas em diagramas pressão-entalpia na figura 5.30, identificadas como casos 1, 2 e 3, respectivamente.

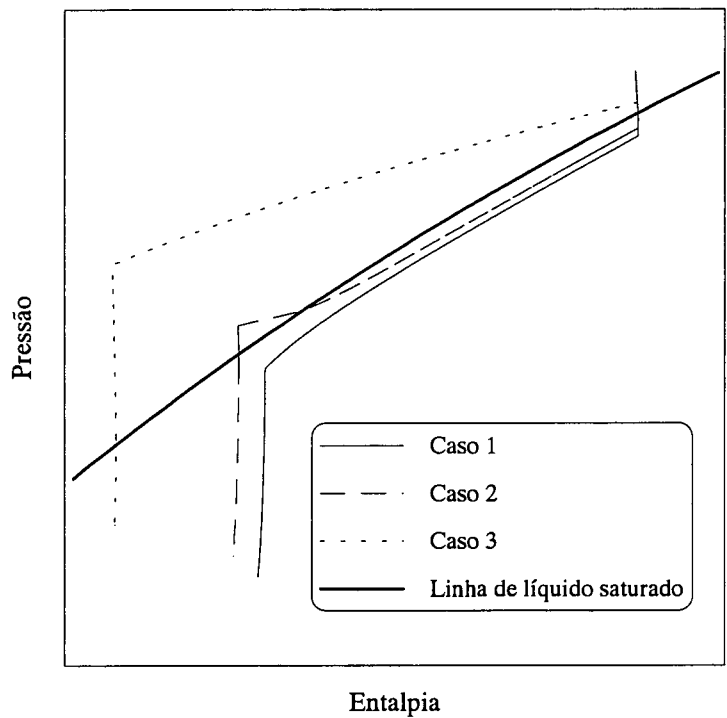


Figura 5.30 - Diagramas pressão-entalpia das três configurações possíveis de escoamento em tubos capilares não-adiabáticos

5.6 - INFLUÊNCIA DA POSIÇÃO DO TROCADOR DE CALOR

Para um mesmo tubo capilar, a configuração do escoamento pode ser profundamente alterada com a combinação dos comprimentos de entrada, do trocador de calor e de saída. De fato, os resultados apresentados na seção anterior correspondem ao mesmo trocador de calor; apenas a posição deste elemento no tubo capilar foi alterada.

Testes adicionais foram efetuados e o comportamento do fluxo de massa em função do comprimento de entrada do tubo capilar pode ser visto na figura 5.31.

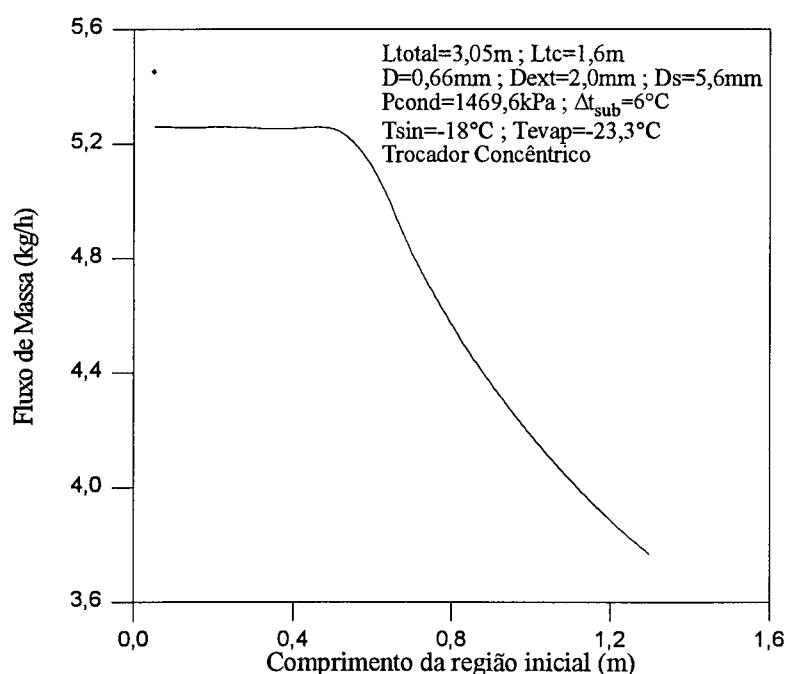


Figura 5.31 -Influência da posição do trocador de calor no fluxo de massa

Para extensões do trecho inicial pequenas, líquido escoar em quase todo o tubo capilar e há somente um "flash point" próximo ao final do tubo. A extensão do trecho de escoamento de líquido quase não varia, dando origem ao patamar da figura anterior.

A figura 5.32 mostra os perfis de título correspondentes a alguns dos casos simulados na apresentação da figura 5.31. Nos três casos apresentados, o fluido vaporiza antes do início do trocador de calor, sendo posteriormente recondensado. A partir de um comprimento de entrada de 1,1 m, não ocorre mais recondensação total, passando o escoamento a apresentar um único "flash point".

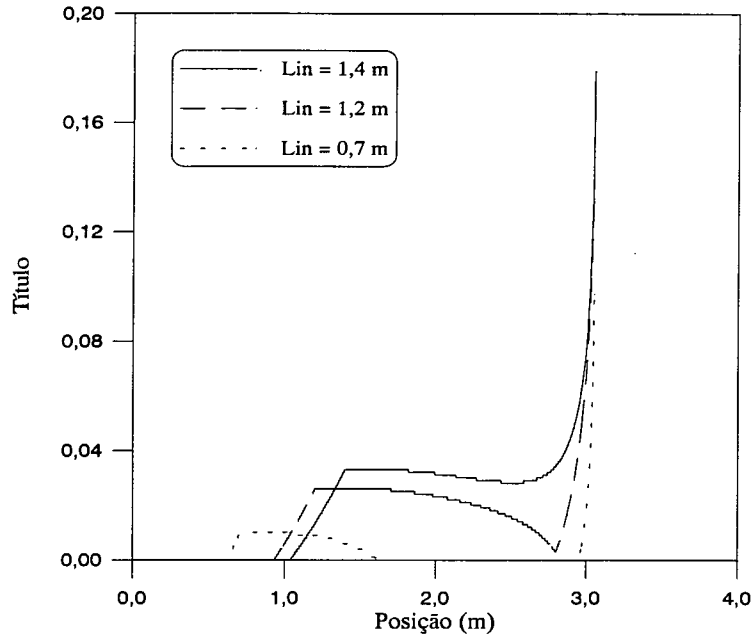


Figura 5.32 - Perfis de título em função da posição do trocador de calor

Desta forma, pode-se aumentar o fluxo de massa de um tubo capilar trazendo o trocador mais para próximo do condensador. No entanto, esta aproximação não deve ser tão grande a ponto de permitir a recondensação total, que pode gerar as instabilidades operacionais (ASHRAE, 1994).

5.7 - INFLUÊNCIA DO TIPO DE TROCADOR DE CALOR

O tipo de trocador de calor utilizado influencia no fluxo de massa e nos perfis de propriedades pois altera os parâmetros de transferência de calor.

A princípio, poder-se-ia pensar que a transferência de calor seria maior em um trocador concêntrico do que em um lateral. Isto porque a área da seção transversal do escoamento de refrigerante superaquecido é menor, proporcionando níveis de turbulência maiores e, como consequência, coeficientes de transferência de calor também maiores do que os obtidos para o trocador lateral. No entanto, a transferência de calor também é dependente da área e, no caso de trocador concêntrico, esta área é bem menor do que no trocador lateral, já que no primeiro ela se baseia na superfície externa do capilar e no segundo, na área da superfície interna da linha de sucção.

Desta forma, apesar do coeficiente de transferência de calor por convecção ser maior, a

troca de calor é menor no caso de trocadores concêntricos.

A taxa de transferência de calor está relacionada com o fluxo de massa, uma vez que, quanto maior for a perda de energia no capilar, menor a quantidade de vapor e, por conseguinte, maior o fluxo de massa. Desta forma, espera-se que trocadores do tipo lateral apresentem fluxos de massa maiores do que trocadores concêntricos. Esta comparação pode ser vista na figura 5.33, onde constata-se que a diferença no fluxo de massa entre as duas configurações é de 1%, aproximadamente. Deve-se ressaltar que esta diferença varia com a configuração do trocador de calor e com as condições de operação. A figura 5.34, por exemplo, mostra um caso onde a diferença média é de 2%.

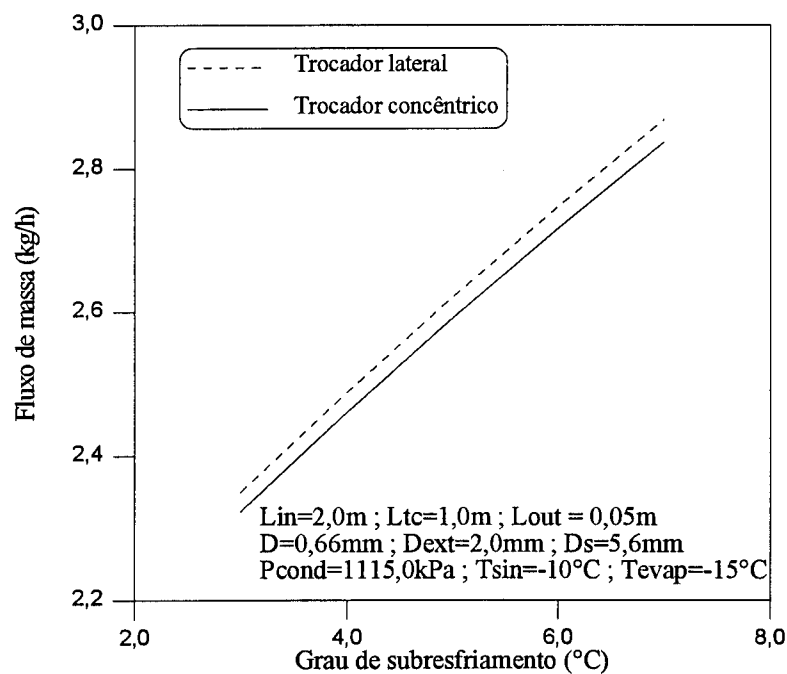


Figura 5.33 - Influência do tipo de trocador de calor no fluxo de massa - configuração 1

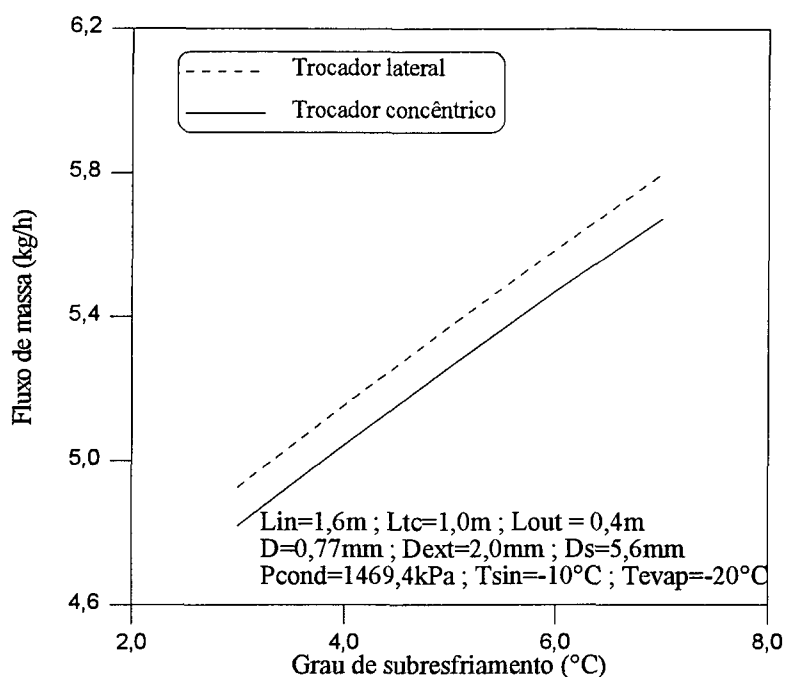


Figura 5.34 - Influência do tipo de trocador de calor no fluxo de massa - configuração 2

Além da influência no escoamento no capilar, o tipo de trocador de calor influencia consideravelmente na temperatura da linha de sucção : trocadores do tipo lateral apresentam um aumento de temperatura da linha de sucção bastante maior, o que pode ser visto na figura 5.35.

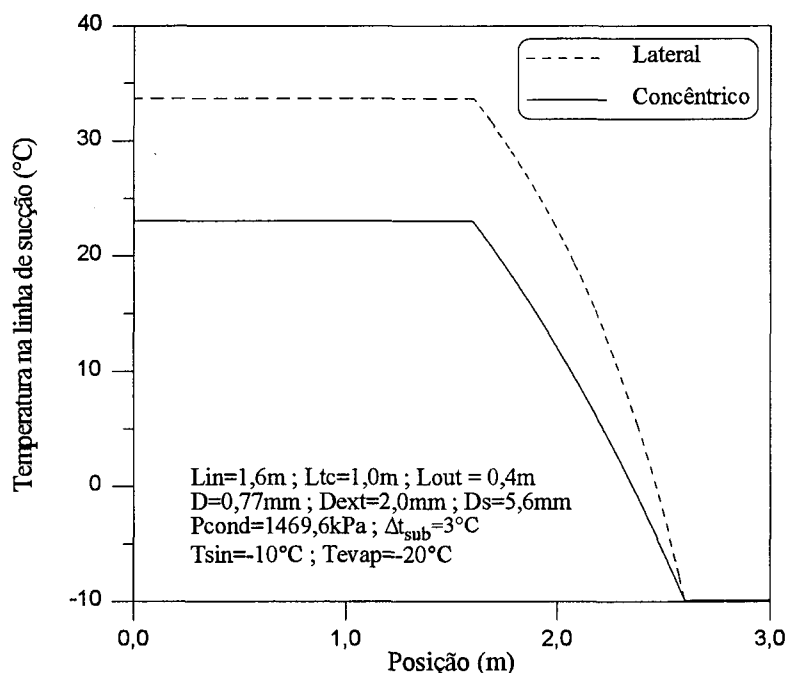


Figura 5.35 - Temperatura na linha de sucção para trocador lateral e concêntrico

Desta forma, pode-se dizer que o trocador lateral é mais efetivo no que concerne à

finalidade de evitar a condensação sobre a linha de sucção.

Países como o Brasil utilizam o trocador do tipo concêntrico, havendo então a necessidade de isolar boa parte da linha de sucção. Se o trocador fosse do tipo lateral, o isolamento poderia ser eliminado ou necessário em apenas uma porção menor da linha de sucção.

O maior impecilho na utilização de trocadores do tipo lateral no Brasil reside na dificuldade de soldar o capilar à linha de sucção na própria linha de montagem do refrigerador. Nos Estados Unidos, por exemplo, este problema não ocorre pois existem fábricas que produzem os trocadores de calor separadamente e os fornecem à montadora que simplesmente os instala nos refrigeradores. Uma cuidadosa análise de custos poderia vir a indicar vantagens econômicas em seguir o mesmo procedimento em nosso país.

Deve-se ressaltar, entretanto, que os efeitos de condução no tubo capilar e na linha de sucção foram desprezados em virtude da alta condutividade térmica do cobre, material usualmente empregado nestas aplicações. Estudos posteriores serão desenvolvidos para verificar o impacto desta hipótese e, como a diferença entre os fluxos de massa apresentados pelos dois tipos de trocador de calor é pouco significativa, a inclusão do efeito de condução pode vir até mesmo a alterar as conclusões aqui apresentadas.

5.8 - INFLUÊNCIA DA CONVECÇÃO NATURAL

A convecção natural no trocador de calor tubo capilar-linha de sucção parecia, no desenvolvimento da modelação, pouco importante e acreditava-se que seus efeitos poderiam vir a ser desconsiderados. No entanto, após a obtenção dos resultados comparativos, verificou-se que o papel da convecção natural no dispositivo em estudo é bastante significativa.

Na figura 5.36, pode-se ver o efeito do grau de subresfriamento no fluxo de massa em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção que consideram ou não a convecção natural. Para graus de subresfriamento menores, a diferença entre um caso e outro chega a ser de 8%. A razão desta diferença pode ser vista na figura 5.37, onde são apresentados os perfis de título de ambos os casos, para o mesmo grau de subresfriamento.

Na região inicial do trocador de calor, o tubo capilar está quente e perde muita energia para o ambiente, considerado estar a 25°C. Como consequência desta transferência de calor, a

temperatura do refrigerante líquido no capilar vai se reduzindo e o início de vaporização vai ocorrer mais à frente, aumentando o trecho de líquido e o fluxo de massa.

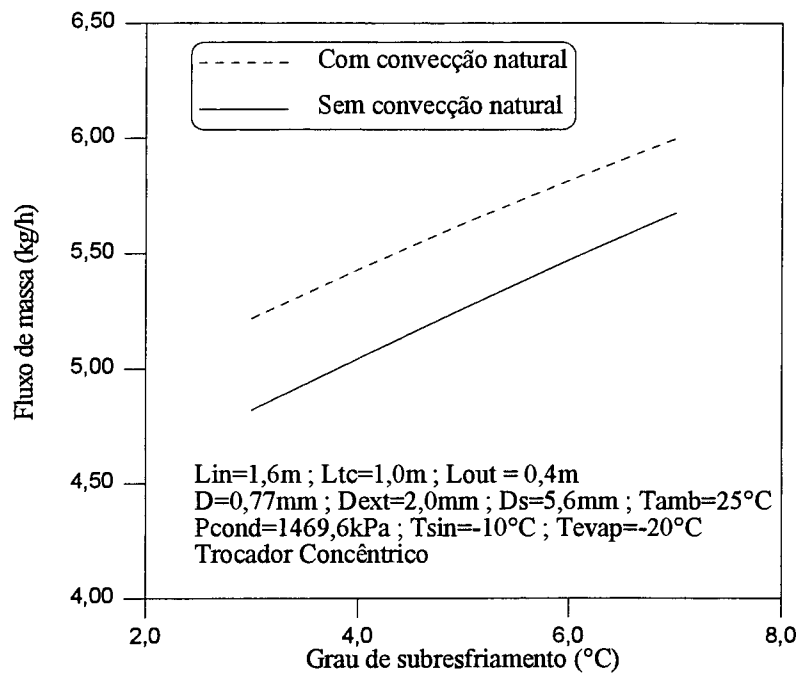


Figura 5.36 - Influência da convecção natural no fluxo de massa - configuração A

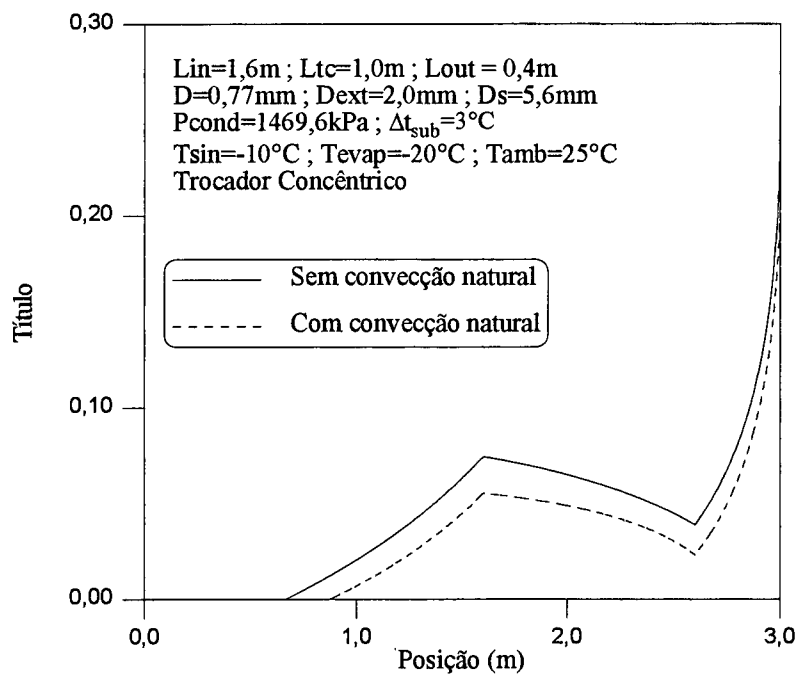


Figura 5.37 - Influência da convecção natural nos perfis de título - configuração A

A figura 5.38 é análoga à 5.36, porém corresponde a outro trocador de calor e outra condição de operação. Neste caso, a diferença entre os fluxos de massa, considerando ou não a

convecção natural, chega a 14% e pode-se observar a nítida tendência de redução da influência deste parâmetro à medida que o grau de subresfriamento aumenta.

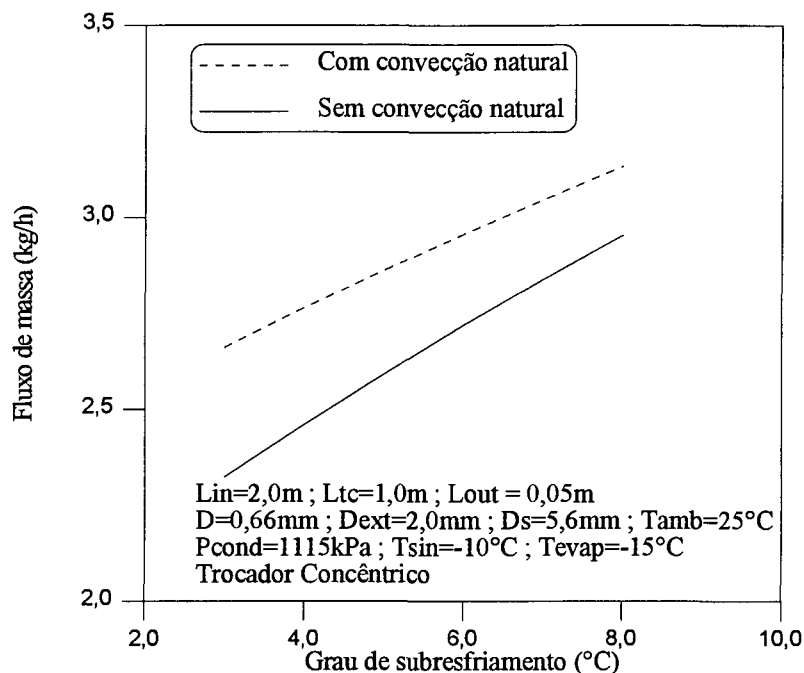


Figura 5.38 - Influência da convecção natural no fluxo de massa - configuração B

A figura 5.39 mostra os perfis de título referentes a um dos casos da situação anterior. A título de elucidação, os resultados da figura 5.37 são representados na forma de diagramas pressão-entalpia na figura 5.40.

Nesta figura, pode-se observar o efeito da perda de calor para o ambiente na região de entrada do capilar. Observa-se também que, na situação que inclui a convecção natural, a redução de entalpia na região de saída é ligeiramente menor do que no caso onde esta região é considerada adiabática. A razão para tanto é mostrada na figura 5.41, onde os perfis de temperatura do refrigerante, no capilar e na linha de sucção, são apresentados.

Observa-se que, próximo ao final do tubo capilar, a temperatura do refrigerante é menor do que a temperatura ambiente e, portanto, o sentido do fluxo de calor se inverte e o capilar começa a ganhar energia, resultando em uma menor redução de entalpia.

A convecção natural também contribui para a elevação da temperatura do refrigerante na linha de sucção. Para este caso, observa-se que a temperatura ambiente foi sempre superior à temperatura da linha de sucção que, desta forma ganhou energia, tanto do tubo capilar, quanto do ar ambiente.

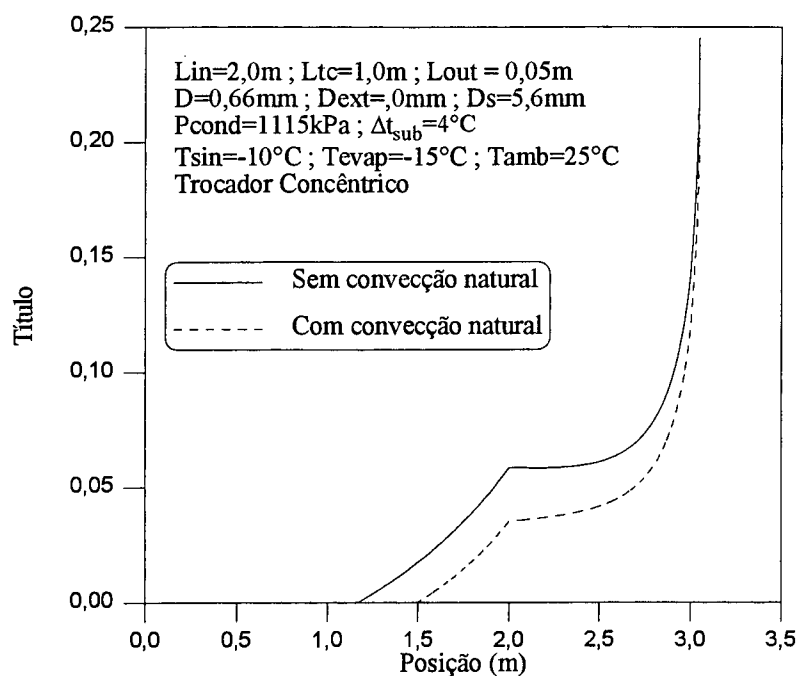


Figura 5.39 - Influência da convecção natural nos perfis de título - configuração B

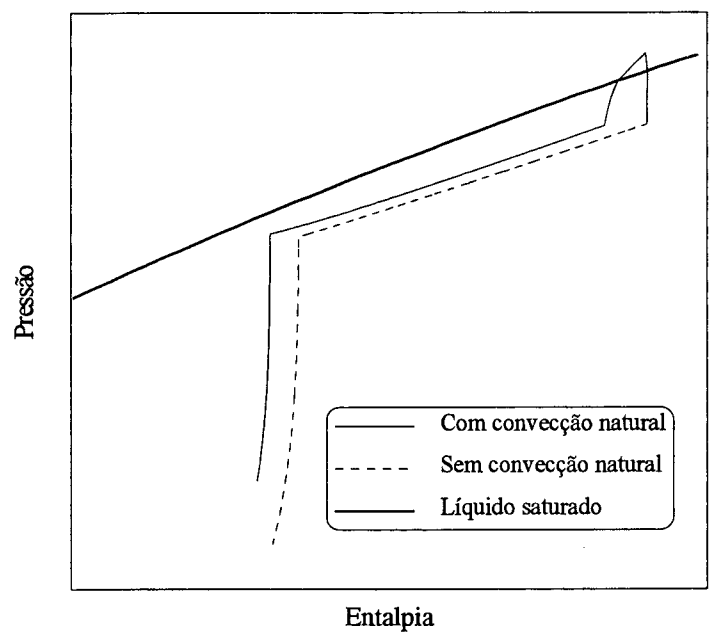


Figura 5.40 - Influência da convecção natural nos diagramas pressão-entalpia - configuração A

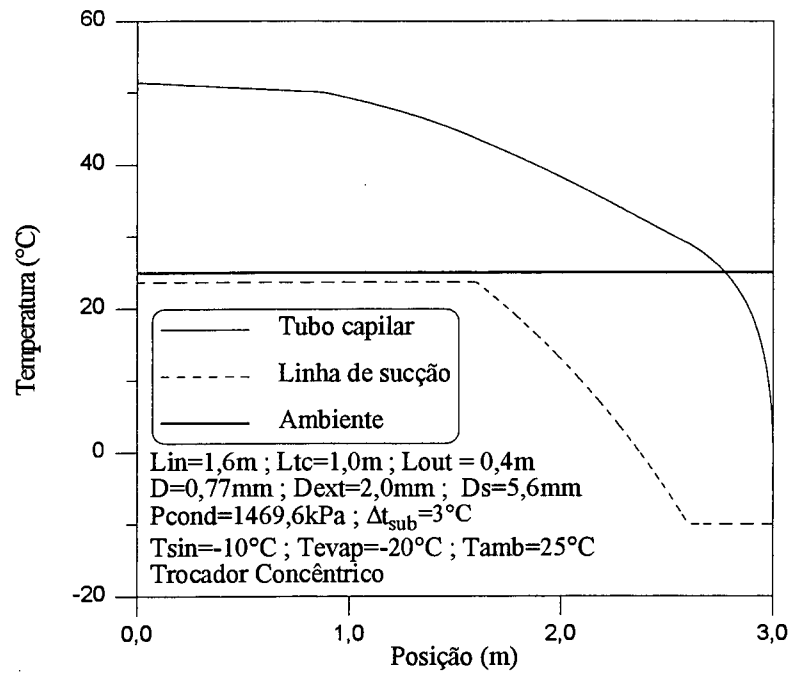


Figura 5.41 -Perfis de temperatura no capilar e na linha de sucção considerando a convecção natural

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Tubos capilares são dispositivos de expansão utilizados na refrigeração doméstica, os quais, apesar de fisicamente simples, apresentam um escoamento bastante complexo no seu interior. O presente trabalho teve como objetivo desenvolver um modelo que conduzisse a uma compreensão mais abrangente dos fenômenos envolvidos na aplicação destes dispositivos.

A modelação desenvolvida resultou em dois programas computacionais que simulam o escoamento em tubos capilares. No primeiro deles, o dispositivo é considerado como adiabático e representa uma idealização, uma vez que, na prática, o tubo capilar troca calor com a linha de sucção do compressor. O segundo modelo, ao contrário, enfocou justamente esta última situação.

Os resultados fornecidos pelo modelo adiabático foram confrontados com um vasto banco de dados experimental e, através desta comparação, pôde-se levantar dúvidas a respeito da aplicabilidade da notória equação de Colebrook, na previsão do fator de atrito do trecho de líquido. O modelo apresentou um bom grau de concordância tanto com relação a resultados experimentais como em relação a outros resultados computacionais.

Em se tratando da situação não-adiabática, verificou-se a escassez de trabalhos experimentais confiáveis que pudessem contribuir para a validação do modelo desenvolvido. Apesar disso, algumas comparações foram efetuadas e os resultados foram satisfatórios. Pôde-se verificar que a inexistência de correlações para o coeficiente de transferência de calor por convecção na região bifásica não compromete em nada os resultados, uma vez que a troca de calor entre o capilar e a linha de sucção é governada pelo lado do vapor superaquecido. Por outro lado, a grande importância do fator de atrito da região bifásica foi comprovada e mostrou-se necessária uma iniciativa no sentido de avaliar este parâmetro adequadamente.

Também foi apresentada uma forma de avaliar a condição de escoamento crítico baseada na própria equação governante do escoamento. Esta forma de avaliar a bloqueagem foi comparada com o método convencional, onde a velocidade de propagação do som precisa ser determinada. Foi comprovado que este último método, apesar de embasado em uma teoria sólida, apresenta alguns inconvenientes quando aplicado em um modelo discretizado para análise do escoamento em tubos capilares. A determinação da bloqueagem com base na limitação do gradiente de pressão, por sua vez, mostrou-se bastante eficiente, substituindo com vantagens o método tradicional.

Foi mostrado que o escoamento em tubos capilares não-adiabáticos pode assumir configurações bastante distintas do caso onde o dispositivo é suposto ser adiabático. Estas configurações incluem situações onde o escoamento apresenta dois pontos distintos de início de vaporização e foi ressaltado que são situações que devem ser evitadas na prática pois conduzem a instabilidades operacionais.

O trocador de calor geralmente não compreende toda a extensão do tubo capilar e pode estar localizado mais próximo do condensador ou do evaporador. Foi constatado que, no primeiro caso, os fluxos de massa apresentados são maiores, no entanto, se a aproximação do condensador for excessiva, o sistema ficará sujeito às referidas instabilidades.

A influência do tipo de trocador de calor empregado também foi avaliada e constatou-se que o trocador do tipo lateral apresenta fluxos de massa maiores e proporciona uma maior elevação da temperatura de saída do gás na linha de sucção. Esta conclusão, entretanto, deve ser tomada como preliminar até que novos estudos, em andamento, sejam concluídos.

A consideração da convecção natural entre o tubo capilar-linha de sucção e o meio ambiente mostrou-se bastante significativa no desempenho do dispositivo. Foi mostrado que a extensão do trecho de escoamento de líquido é maior quando este fenômeno é considerado e, em consequência disto, os fluxos de massa são maiores.

Em suma, a modelação desenvolvida mostrou-se bastante eficiente no que diz respeito à finalidade à qual se propõe : possibilitou um entendimento dos fenômenos envolvidos e da influência de alguns parâmetros relevantes no estudo do escoamento em trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção. Logicamente, ainda há muito o que fazer para tornar os resultados ainda mais representativos. Neste sentido, uma extensa análise experimental na determinação de fatores de atrito, tanto da região de líquido quanto da região de escoamento bifásico, são fundamentais. Como afirmado anteriormente, um trabalho nesta linha vem sendo realizado no NRVA/UFSC e a incorporação dos resultados obtidos trará uma contribuição fundamental para o presente modelo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASHRAE (1994) - *ASHRAE Refrigeration Handbook (SI)*, American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, Chapter 44, p. 21-30.

BOABAID NETO, C. (1994) - *Análise do desempenho de tubos capilares adiabáticos*, Dissertação de Mestrado em Eng. Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.

BOLSTAD, M. ; JORDAN, R.C. (1948) - *Theory and use of the capillary tube expansion device*, **Refrigerating Engineering**, V.56, n.12, p. 519-523, June.

BOLSTAD, M. ; JORDAN, R.C. (1949) - *Theory and use of the capillary tube expansion device, part II, nonadiabatic flow*, **Refrigerating Engineering**, p. 572-583, December.

CHEN, Z.H.; LI, R.Y.; LIN, S.; CHEN, Z.Y. (1990) - *A correlation for metastable flow of refrigerant 12 through capillary tubes*, **ASHRAE Transactions**, V.96, Part 1, p. 550-554.

CHOE, W.G. et al. (1976) - *Observations and correlation of flow pattern transitions in horizontal, concurrent gas-liquid flow*, **Proceedings of the Two-Phase Flow and Heat Transfer Symposium Workshop**, Fort Lauderdale.

CHRISTENSEN, L.B. ; JORGENSEN, H.P. (1967) - *Flow resistance of a capillary tube heat exchanger*, **Proceedings of the XII International Congress of Refrigeration**, Madrid, p. 1069-1077.

CHURCHILL, S.W. (1977) - *Friction factor equation spans all fluid flow regimes*, **Chemical Engineering**, V.84, p.91-92, November.

CHURCHILL, S.W. ; CHU, H.H.S. (1975) - *Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder*, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, 18, 1049.

COLLIER, J.G. (1972) - *Convective Boiling and Condensation*, **McGraw Hill Company**, 2nd. Edition, New York.

COOPER, L. ; CHU, C.K.; BRISKEN, W.R. (1957) - *Simple selection method for capillaries derived from physical flow conditions*, **Refrigerating Engineering**, V.65, n.7, p. 37-41.

DIRIK, E.; TANES, M.Y. (1992) - *Numerical analysis of refrigerant flow through capillary tube*, **DKV-Tagungsbericht 19.Jahrgang**, Bremen, p. 199-216, November.

DIRIK, E. ; INAN, C. ; TANES, M.Y. (1994) - *Numerical and experimental studies on adiabatic and nonadiabatic capillary tubes*, **Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University**, West Lafayette, p. 365-370.

DOMANSKI, P.A. ; DIDION, D.A. (1994) - *Evaluation of suction-line/liquid-line heat exchange in the refrigeration cycle*, **International Journal of Refrigeration**, V.17, n.7, p. 487-493.

DUKLER, A.E., WICKS, M.; CLEVELAND, R.G. (1964) - *Frictional pressure drop in two-phase flow : parts A and B*, **AIChE Journal**, p. 38 e 44.

ERTH, R.A. (1980) - *Two-phase flow in refrigeration capillary tubes*, **Ph.D Thesis of Purdue University**, West Lafayette.

FAUSKE, H.K. (1962) - *Contribution to the theory of the two-phase, one component critical flow*, **Report of the Argonne National Laboratory**, Argonne, Illinois.

GNIELINSKI, V. (1962) - *New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow*, **International Chemical Engineering**, V.16, p. 359-368.

GONÇALVES, J.M. (1994) - *Análise experimental do escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares*, **Dissertação de Mestrado em Eng. Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina**, Florianópolis.

IPCC - INTERGOVERNMENTAL PANEL ON CLIMATE CHANGE. WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION (1990) - *Climate change : The IPCC scientific assessment*, **United Nations Environment Programme**, Cambridge University Press, Cambridge.

KAKAÇ, S.; SHAH, R.K.; AUNG, W. (1987) - *Handbook of single-phase convective heat transfer*, Wiley-Interscience, New York.

KOIZUMI, H.; YOKOYAMA, K. (1980) - *Characteristics of refrigerant flow in a capillary tube*, **ASHRAE Transactions**, Atlanta, V.86, Part 2, p. 19-27.

McADAMS, W.H.; WOODS, W.K.; HEROMAN, L.C. (1942) - *Vaporization inside horizontal tubes II. Benzene-Oil mixtures*, **Transactions of the ASME**, V.64, p.193.

MIKOL, E.P.; DUDLEY, J.C. (1964) - *A visual and photographic study of the inception of vaporization in adiabatic flow*, **Journal of Basic Engineering**, p. 257-264, June.

PAIVA, M.A.; VODIANITSKAIA, P.; NETO, A.H.; SILVARES, O.M.; FIORELLI, F. (1994) - *The behavior of lateral and concentric capillary tube-suction line heat exchangers using CFC-12 and HFC-134a*, **Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University**, West Lafayette, p. 341-345.

PATE, M. B. (1982) - *A theoretical and experimental analysis of capillary tube-suction line heat exchangers*, **Ph. D Thesis of Purdue University**, West Lafayette.

PEIXOTO, R.A.; BULLARD, C.W. (1994) - *A simulation and design model for capillary tube-suction line heat exchangers*, **Proceedings of the 1994 International Refrigeration Conference at Purdue University**, West Lafayette, p. 335-340.

PEIXOTO, R.A.; HRNAK, P.; JOHNSON, F.; MEYERS, J. (1994) - *Análise experimental de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção utilizando HFC 134-a*, **Anais do V Encontro Nacional de Ciências Térmicas**, São Paulo, p. 455-458.

SCHWELLNUS, C.F. (1988) - *A study of a general one dimensional two-fluid critical flow model*, **M.Eng. Thesis of University of Toronto**, Toronto.

SLEICHER, C.A.; ROUSE, M.W. (1975) - *A convenient correlation for heat transfer to constant and variable property fluids in turbulent pipe flow*, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, V.18, p. 677-683.

SWART, R.H. (1946) - *Capillary tube heat exchangers*, **Refrigerating Engineering**, V.54, n.9, p. 221-224, September.

APÊNDICE A

PROPRIEDADES TERMODINÂMICAS, TERMOFÍSICAS E DERIVADAS DO HFC 134a

As equações para o cálculo das propriedades termodinâmicas e termofísicas do HFC 134a foram obtidas através de ajustes nos dados fornecidos pelo programa REFPROP- Versão 4.0.

A seguir, cada uma das equações ajustadas é mostrada, juntamente com gráficos comparativos dos dados e ajustes, bem como a faixa de erros introduzida no ajuste.

Inicialmente, as propriedades da região de saturação são enfocadas. Posteriormente, considera-se a região de superaquecimento, cujas propriedades são necessárias para a linha de sucção.

Como se sabe, as propriedades da região de superaquecimento não podem ser expressas em termos de apenas uma variável. Portanto, efetuou-se um ajuste duplo, sendo que as equações resultantes são função da temperatura e pressão.

A faixa de pressões coberta no ajuste é de 0,8 a 2,0 bar. As temperaturas ajustadas vão da temperatura de saturação para a pressão correspondente a 40°C. Esta faixa de temperaturas significa, em termos de grau de superaquecimento, 70 e 50°C para as pressões de 0,8 e 2,0 bar, respectivamente.

Por último, são apresentadas as equações das derivadas do volume específico e entalpia do líquido e vapor saturados. Estas equações foram obtidas da seguinte forma :

1. Foi ajustada uma curva da variável em consideração em função da pressão a partir dos dados fornecidos pelo programa REFPROP.
2. A curva ajustada foi derivada analiticamente, resultando na equação desejada

a) Propriedades da Região de Saturação

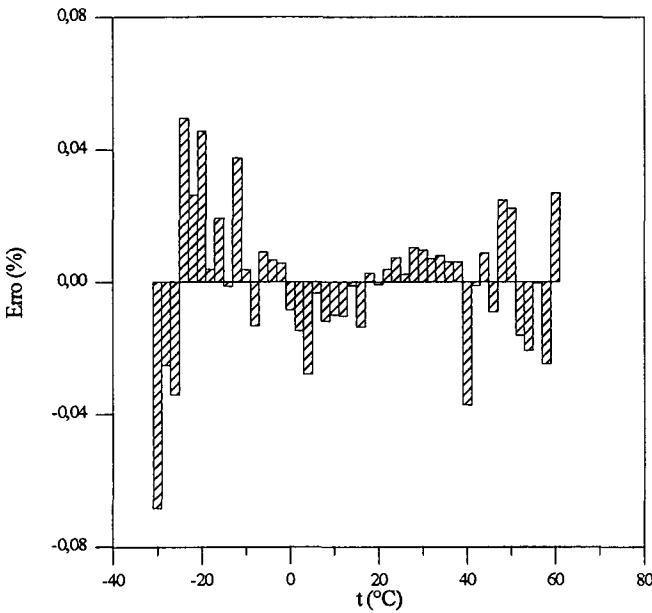
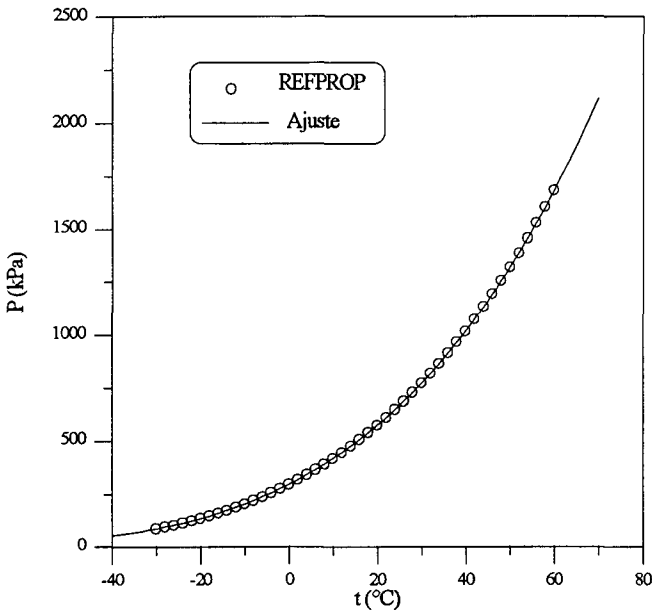
1. Pressão de Saturação

$$P = \frac{(17,109194 + 0,32710542 \cdot t + 0,0017787993 \cdot t^2)^2}{(1 + 0,0009926345 \cdot t - 2,0981921 \times 10^{-6} \cdot t^2)^2}$$

onde

$P \Rightarrow \text{kPa}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



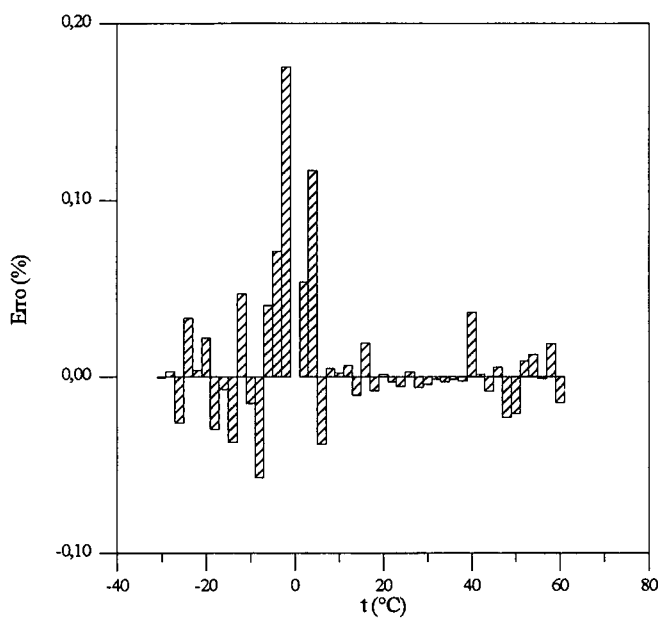
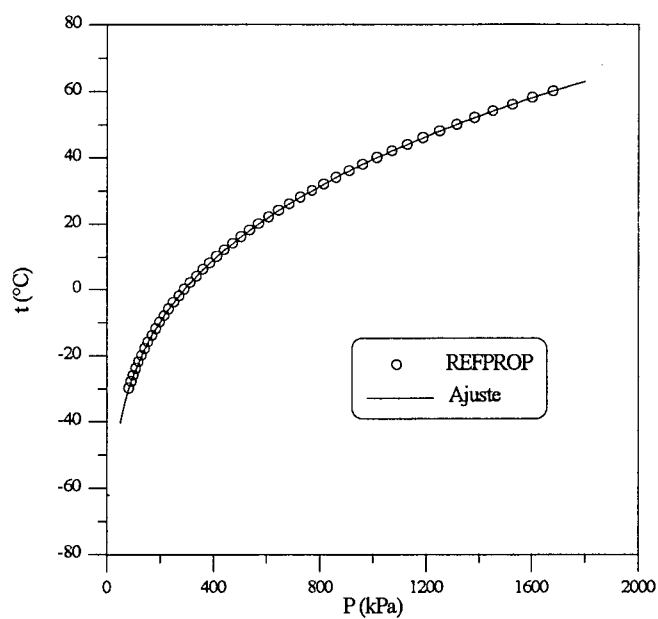
2. Temperatura de Saturação

$$t = -62,184766 + 0,034746624 \cdot P - 0,0032819246 \cdot P \cdot \ln P + \\ + 1,9930792 \cdot \ln^2 P - \frac{38,686299}{\ln P}$$

onde

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$

$P \Rightarrow \text{kPa}$



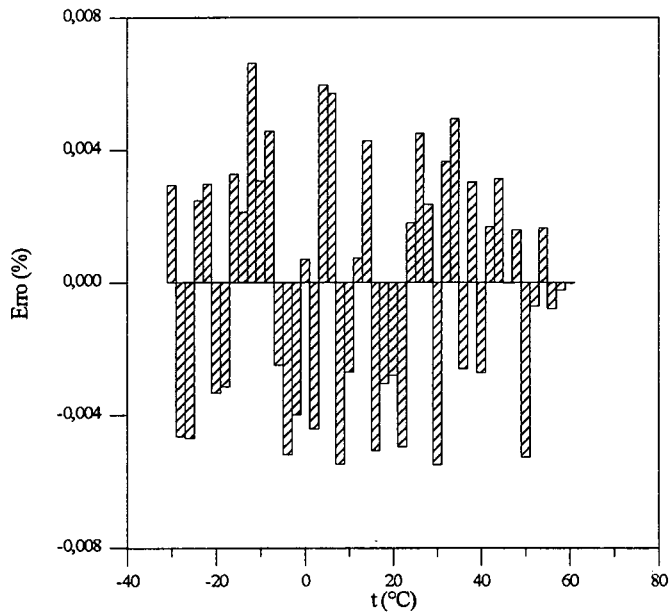
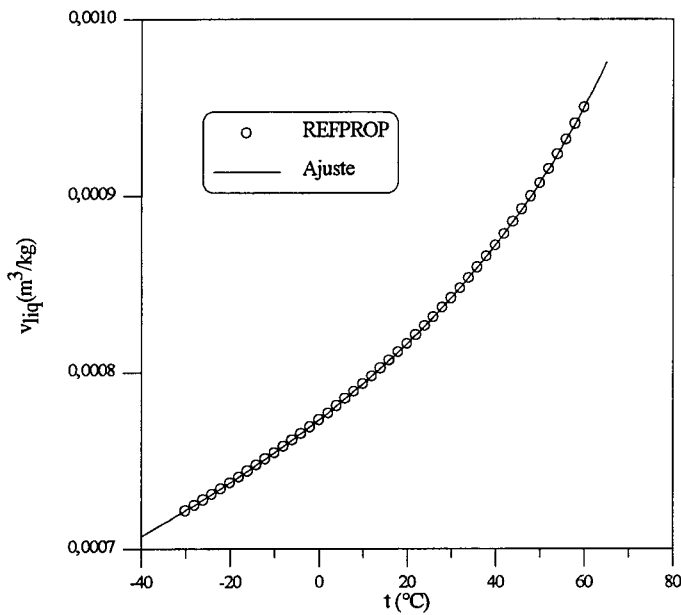
3. Volume Específico do Líquido Saturado

$$v = \frac{0,00077299456 - 5,0616529 \times 10^{-6} \cdot t}{1 - 0,0090716121 \cdot t + 1,0607725 \times 10^{-5} \cdot t^2}$$

onde

$v \Rightarrow \text{m}^3/\text{kg}$

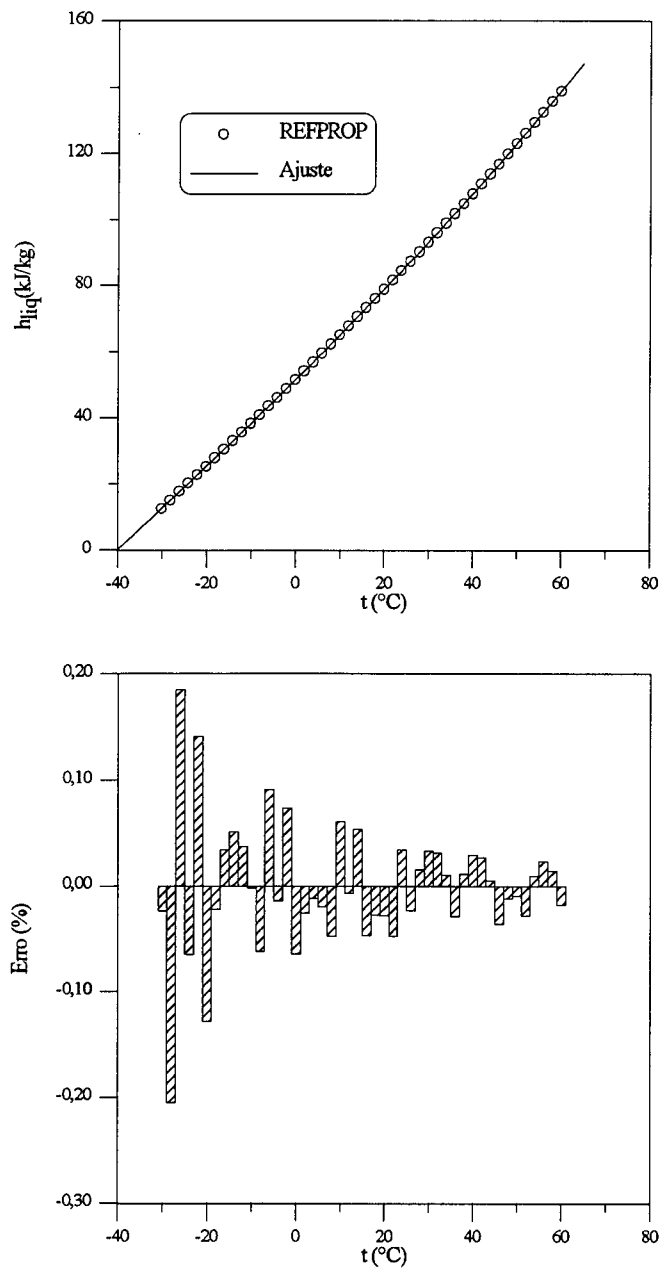
$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



4. Entalpia do Líquido Saturado

$$h = \frac{51,433096 + 0,99127 \cdot t - 0,0073697803 \cdot t^2}{1 - 0,0067298774 \cdot t + 3,099628 \times 10^{-6} \cdot t^2}$$

onde
 $h \Rightarrow \text{kJ/kg}$
 $t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



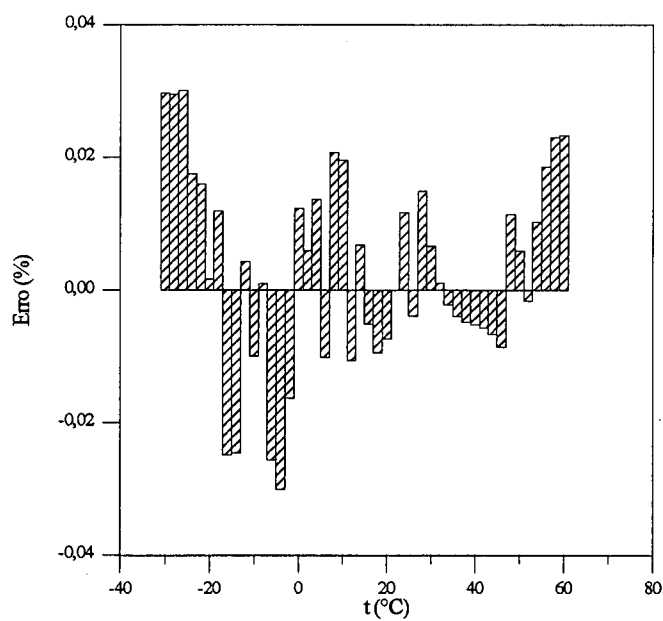
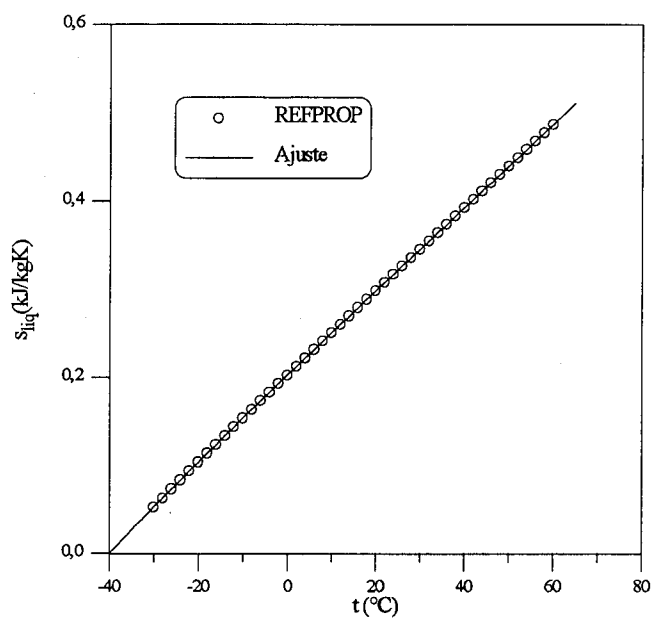
5. Entropia do Líquido Saturado

$$s = \frac{0,20297513 + 0,0044794125 \cdot t - 1,4677021 \times 10^{-5} \cdot t^2}{1 - 0,0018968463 \cdot t - 7,5390674 \times 10^{-6} \cdot t^2}$$

onde

$s \Rightarrow \text{kJ/kg K}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



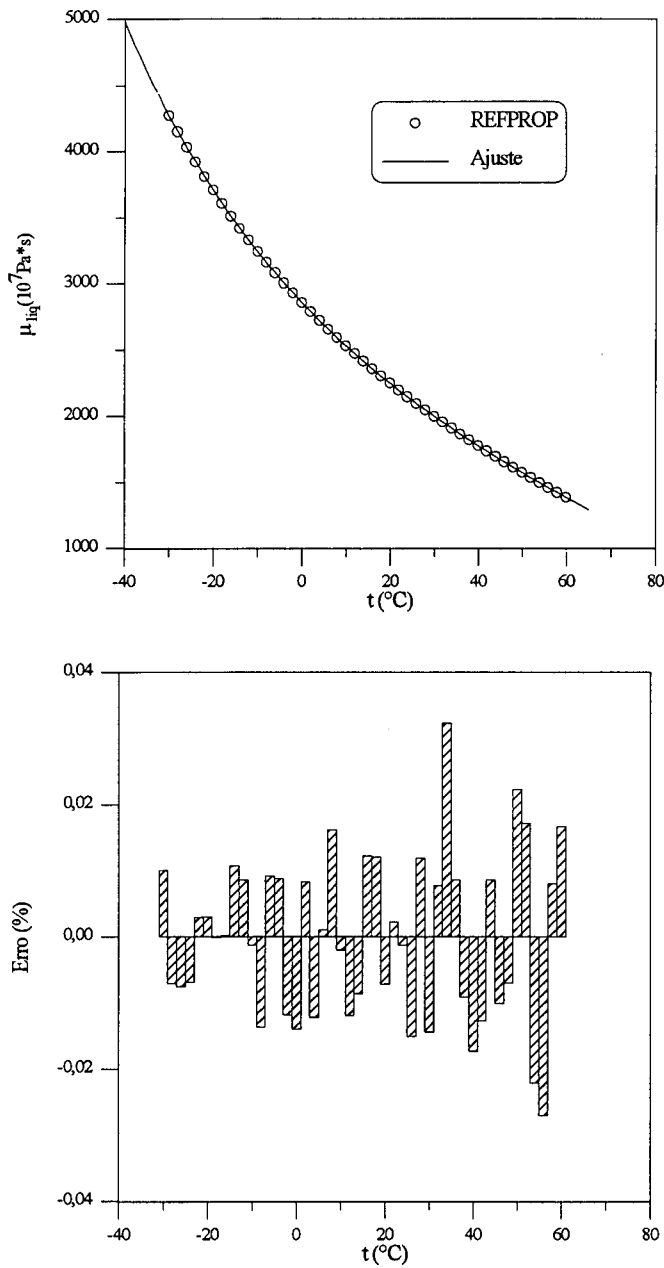
6. Viscosidade do Líquido Saturado

$$\mu = \frac{(53,454634 - 0,29593718 \cdot t - 0,00066921524 \cdot t^2)^2}{(1 + 6,5528946 \times 10^{-4} - 3,9937523 \times 10^{-5} \cdot t^2)^2} \cdot 10^{-7}$$

onde

$\mu \Rightarrow \text{Pa} \cdot \text{s}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



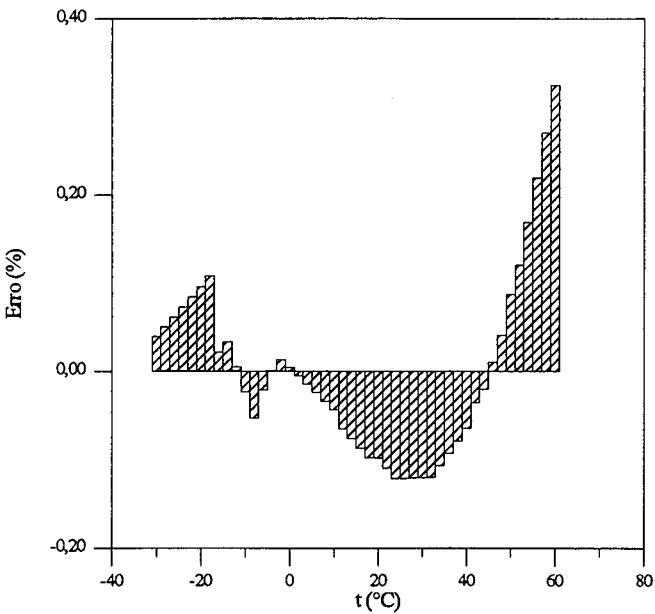
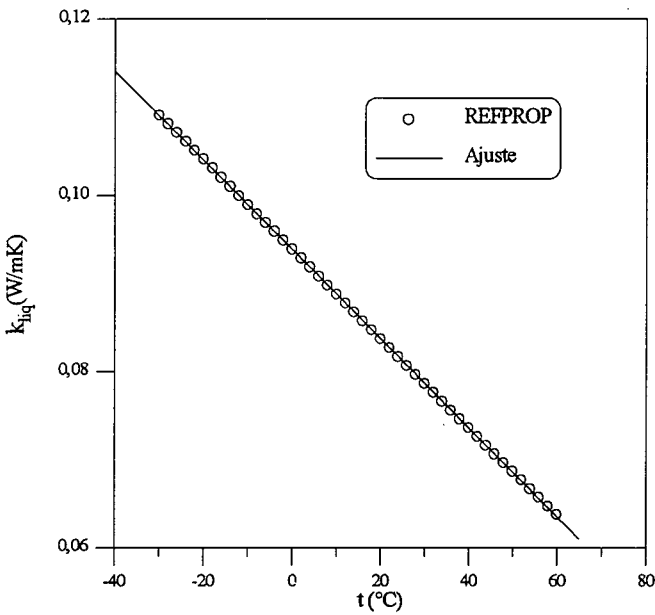
7. Condutividade Térmica do Líquido Saturado

$$k = 0,0923885985 - 0,00050571785 \cdot t$$

onde

$k \Rightarrow \text{W/mK}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



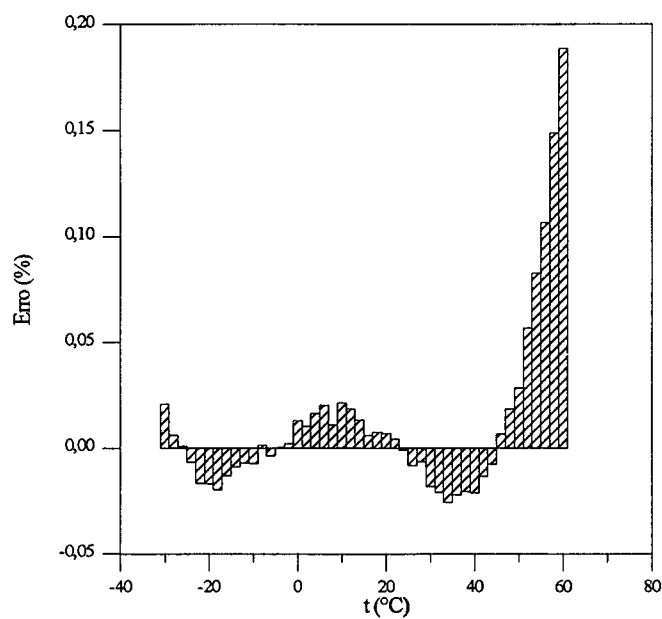
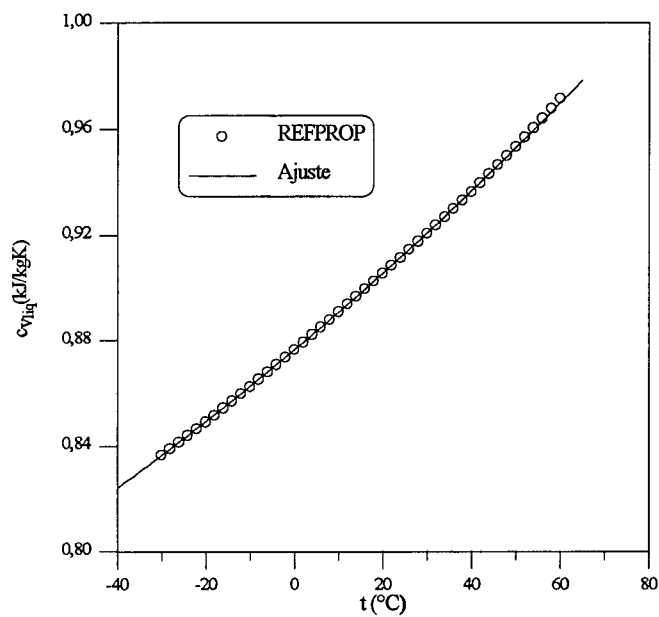
8. Calor Específico a Volume Constante do Líquido Saturado

$$c_v = 0,87628622 + 0,0014073117 \cdot t + 2,5118679 \times 10^{-6} \cdot t^2$$

onde

$c_v \Rightarrow \text{kJ/kg} \cdot \text{K}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



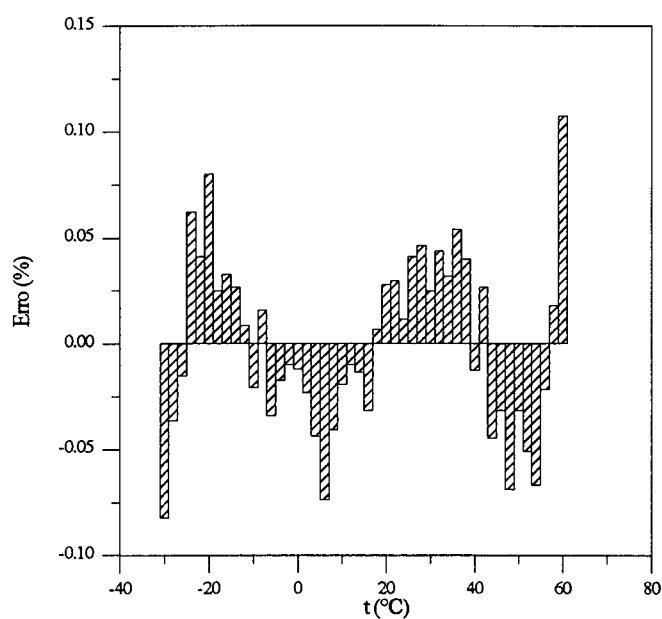
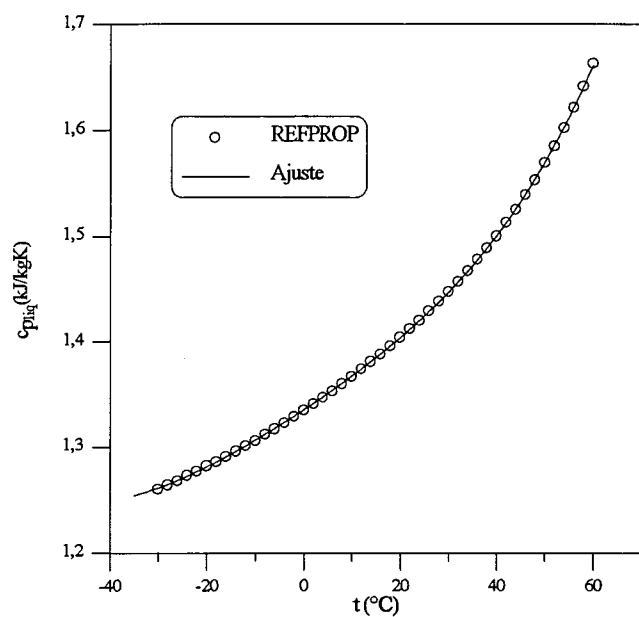
9. Calor Específico a Pressão Constante do Líquido Saturado

$$c_p = 1,33516 + 0,00304398 \cdot t + 1,54911 \times 10^{-5} \cdot t^2 + 5,48912 \times 10^{-8} \cdot t^3 + 5,84771 \times 10^{-9} \cdot t^4$$

onde

$c_p \Rightarrow \text{kJ/kg} \cdot \text{K}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



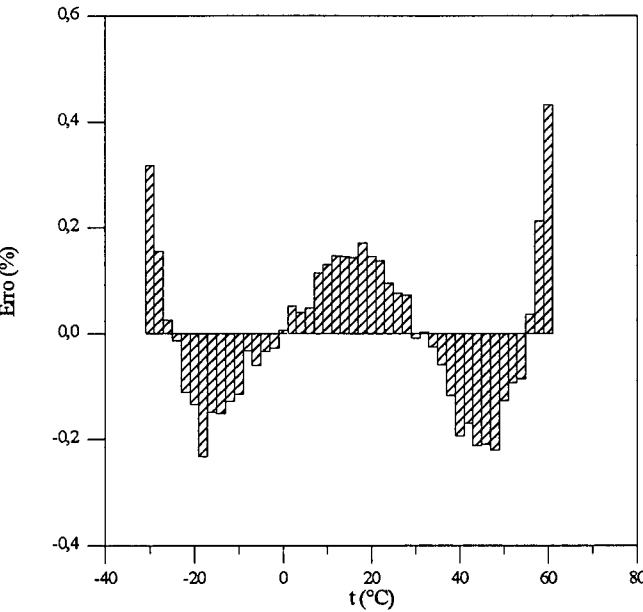
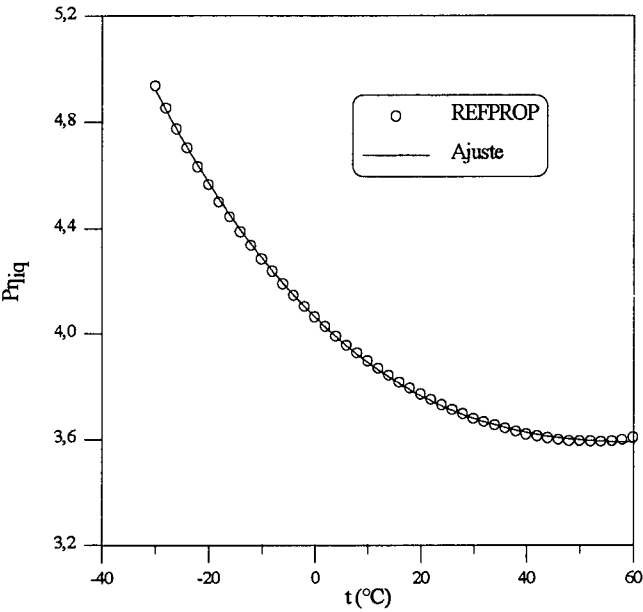
10. Número de Prandtl do Líquido Saturado

$$Pr = 4,06205 - 0,0197132 \cdot t + 0,00026265 \cdot t^2 - 1,08915 \times 10^{-6} \cdot t^3$$

onde

Pr \Rightarrow Adimensional

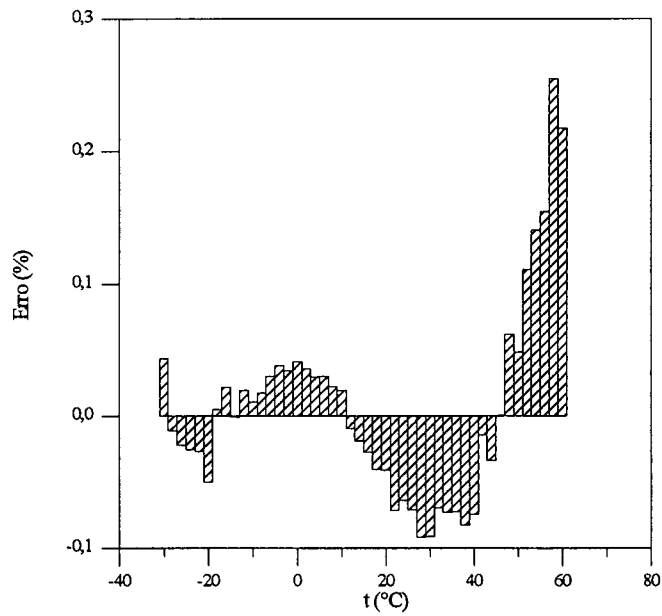
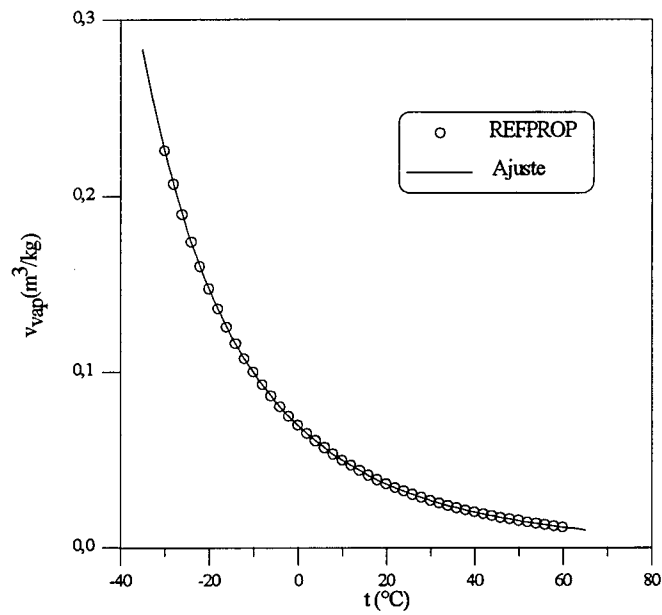
t \Rightarrow °C



11. Volume Específico do Vapor Saturado

$$v = \exp(-2,6690022 - 0,034924663 \cdot t + 0,00012613687 \cdot t^2 - 7,4389523 \times 10^{-7} \cdot t^3)$$

onde
 $v \Rightarrow \text{m}^3/\text{kg}$
 $t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



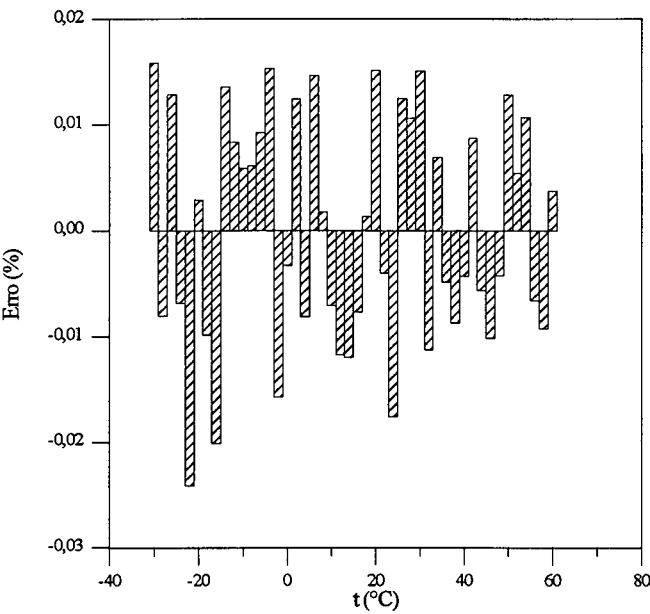
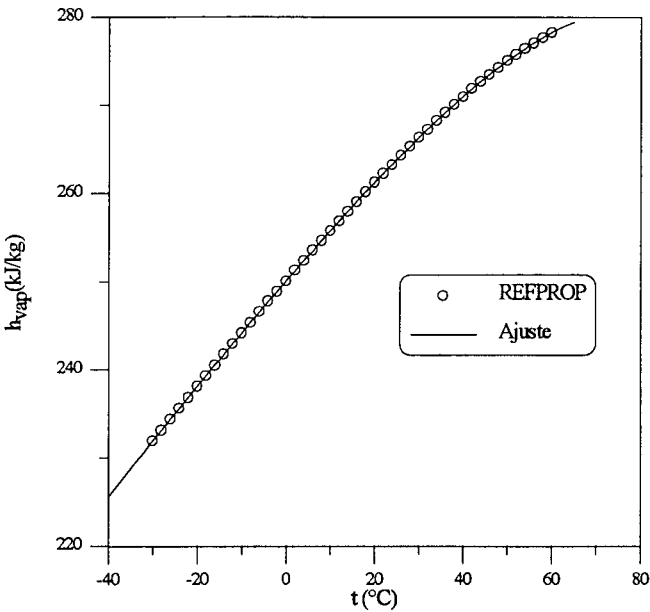
12. Entalpia do Vapor Saturado

$$h = \exp\left(\frac{5,5218936 - 0,031321793 \cdot t - 7,9528787 \times 10^{-5} \cdot t^2}{1 - 0,0060940039 \cdot t - 1,0576557 \times 10^{-5} \cdot t^2}\right)$$

onde

$h \Rightarrow \text{kJ/kg}$

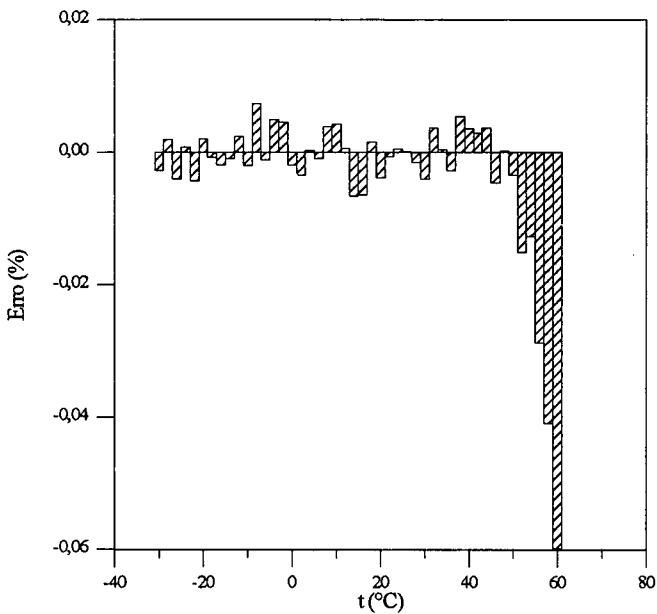
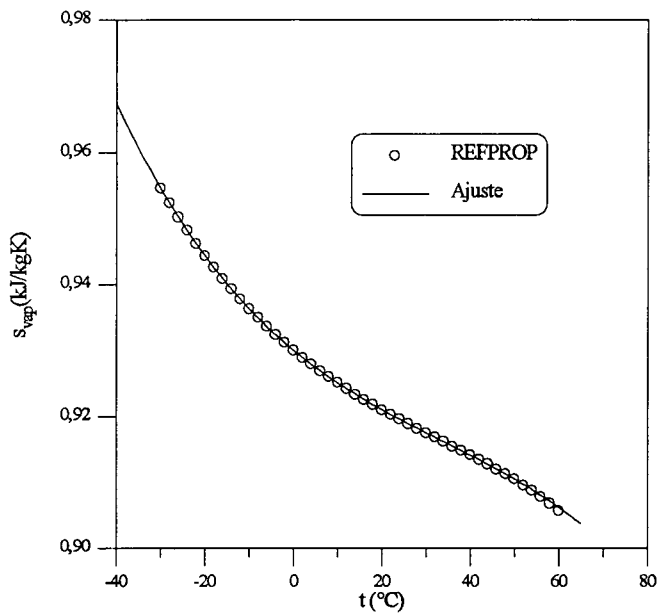
$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



13. Entropia do Vapor Saturado

$$s = 0,93001791 - 5,5601367 \times 10^{-4} \cdot t + 6,7150011 \times 10^{-6} \cdot t^2 - 6,903863 \times 10^{-8} \cdot t^3 + 2,5000131 \times 10^{-11} \cdot t^4$$

onde
 $s \Rightarrow \text{kJ/kgK}$
 $t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



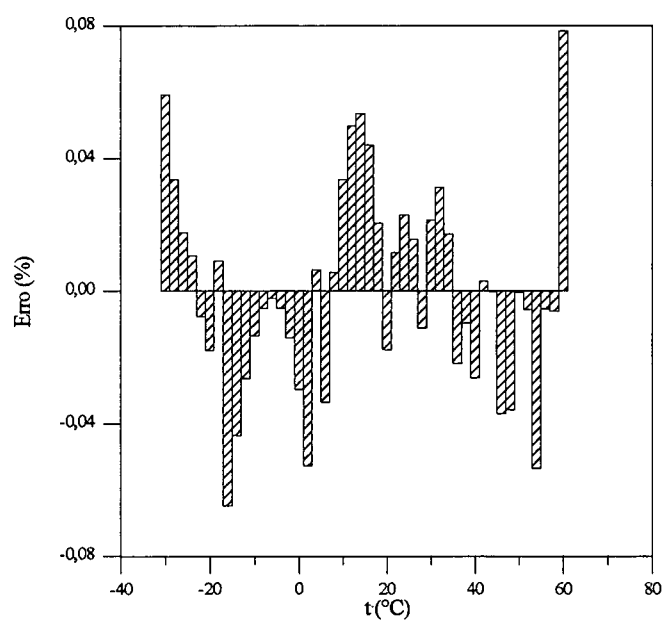
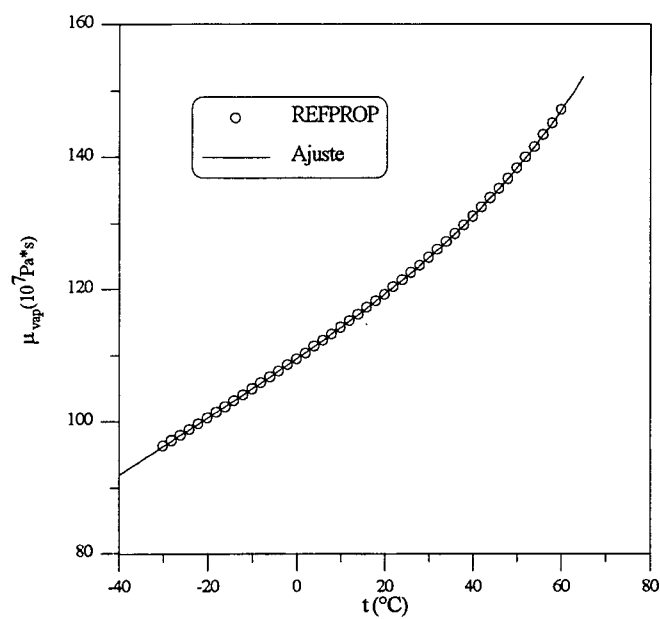
14. Viscosidade do Vapor Saturado

$$\mu = 10^{-7} \cdot (0,0091380517 - 3,846666 \times 10^{-5} \cdot t + 7,5167897 \times 10^{-8} \cdot t^2 - 1,3760234 \times 10^{-9} \cdot t^3)^{-1}$$

onde

$\mu \Rightarrow \text{Pa} \cdot \text{s}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



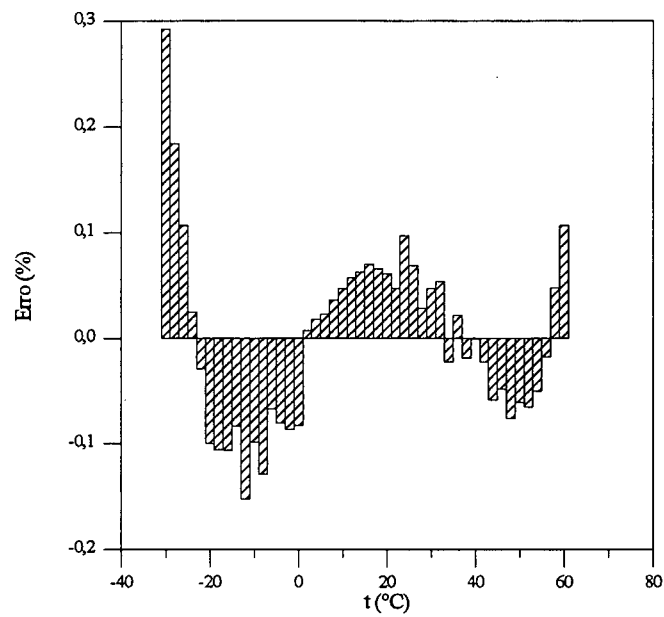
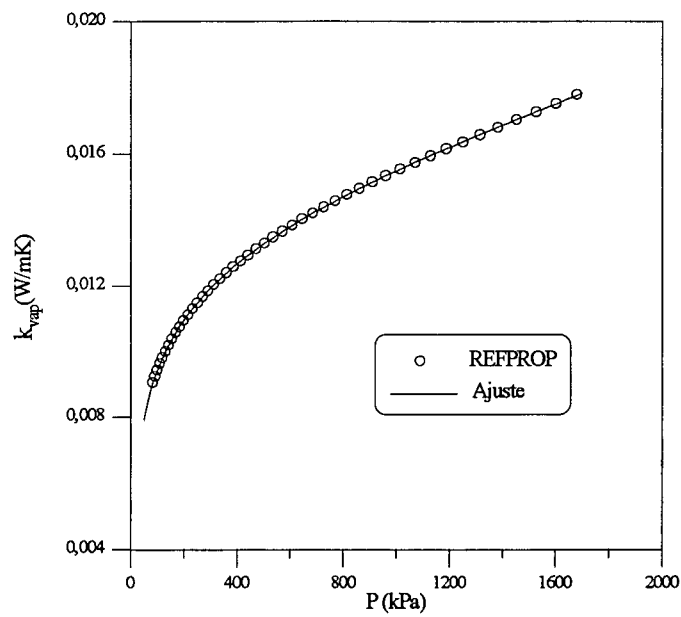
15. Condutividade Térmica do Vapor Saturado

$$k = -1,0225729 \times 10^{-4} + 1,5324083 \times 10^{-6} \cdot P + 4,807518 \times 10^{-14} \cdot P^3 + 0,0020271245 \cdot \ln P$$

onde

$k \Rightarrow \text{W/mK}$

$P \Rightarrow \text{kPa}$



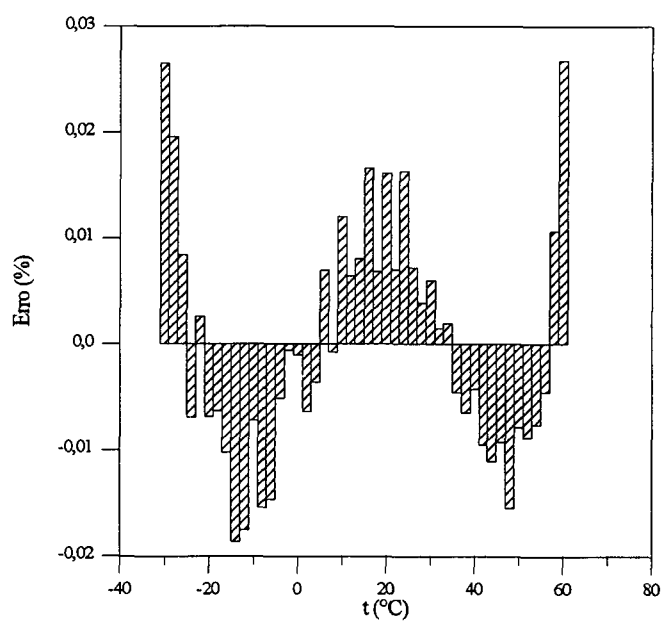
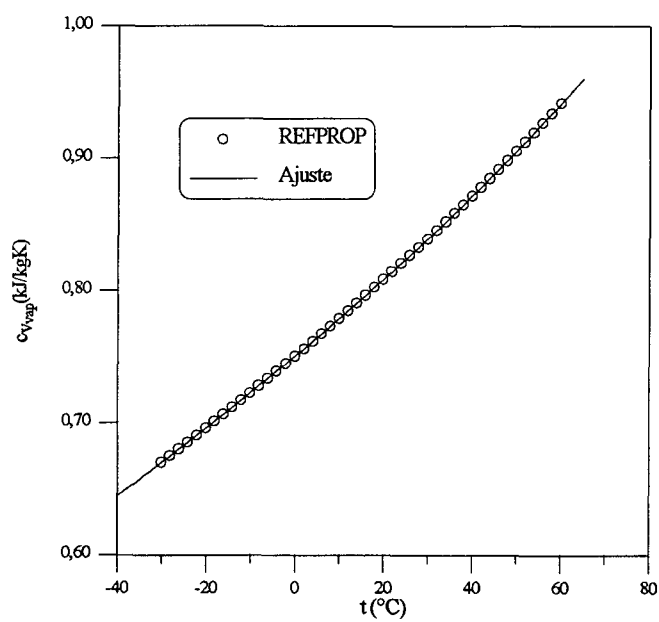
16. Calor Específico a Volume Constante do Vapor Saturado

$$c_v = (1,3329647 - 0,0049944826 \cdot t + 1,0347423 \times 10^{-5} \cdot t^2 - 3,8671854 \times 10^{-8} \cdot t^3)^{-1}$$

onde

$c_v \Rightarrow \text{kJ/kg} \cdot \text{K}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$



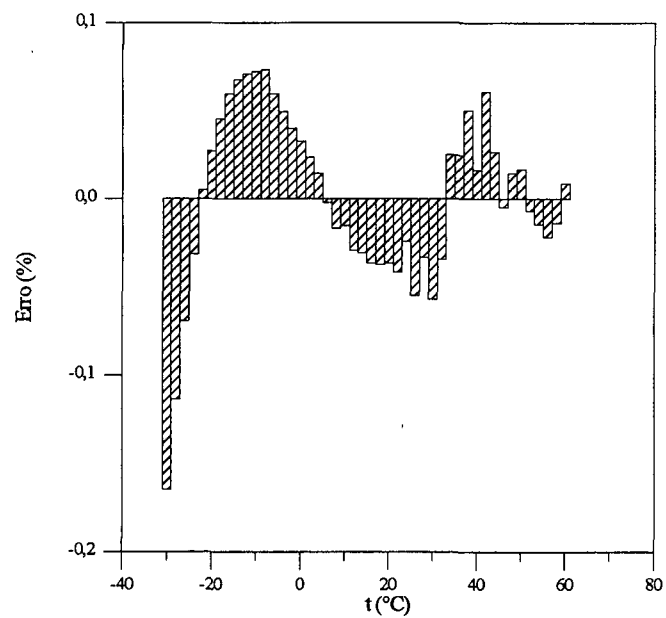
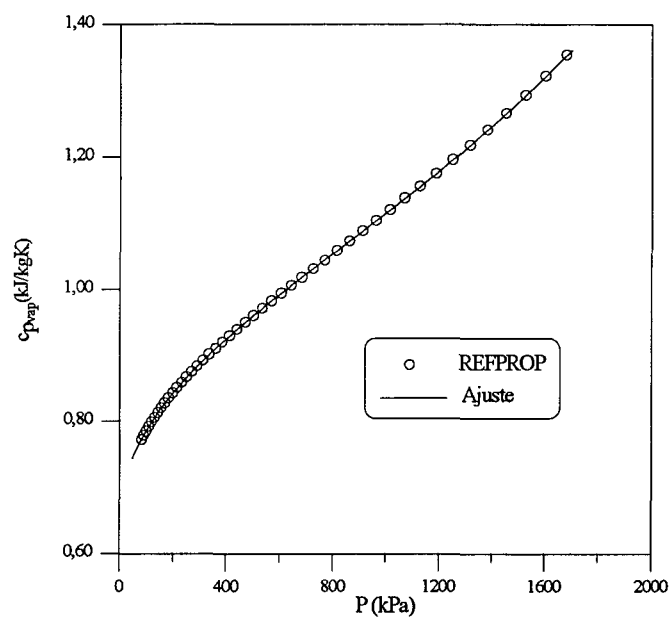
17. Calor Específico a Pressão Constante do Vapor Saturado

$$c_p = 0,64597868 + 7,3298293 \times 10^{-9} \cdot P^2 + 2,5586892 \times 10^{-11} \cdot P^3 + 0,013786345 \cdot \sqrt{P}$$

onde

$c_p \Rightarrow \text{kJ/kg} \cdot \text{K}$

$P \Rightarrow \text{kPa}$



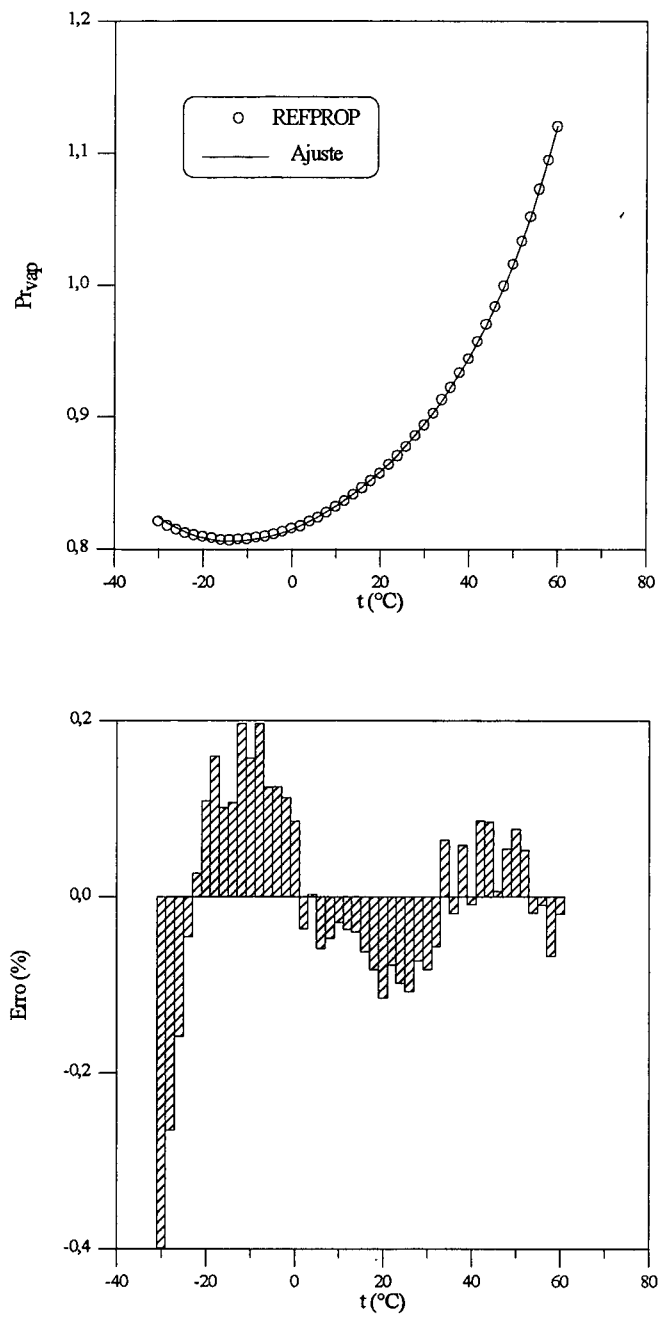
18. Número de Prandtl do Vapor Saturado

$$Pr = \frac{\mu(t) \cdot c_p(P)}{k(P)}$$

onde

$Pr \Rightarrow$ Adimensional

$\mu(t)$, $c_p(P)$ e $k(P) \Rightarrow$ Funções definidas nos itens 15, 18 e 16, respectivamente



b) Propriedades da Região de Superaquecimento

19. Viscosidade do Vapor Superaquecido

$$\mu = (1,0803689 \times 10^{-5} + 3,8115072 \times 10^{-10} \cdot P + 3,3910065 \times 10^{-13} \times P^2) + \\ + (4,0433227 \times 10^{-8} - 1,1268588 \times 10^{-12} \times P) \cdot t$$

onde

$\mu \Rightarrow \text{Pa} \cdot \text{s}$

$P \Rightarrow \text{kPa}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$

20. Condutividade Térmica do Vapor Superaquecido

$$k = (0,011778863 - 1,78439569 \times 10^{-8} \cdot P + 8,5087912 \times 10^{-10} \cdot P^2) + \\ + (7,5301708 \times 10^{-9} - 6,3874801 \times 10^{-14} \cdot P^{3/2})^{1/2} \cdot t + \\ + (-1,6807239 \times 10^{-7} + 6,157961 \times 10^{-11} \cdot P) \cdot t^2$$

onde

$k \Rightarrow \text{W/m} \cdot \text{K}$

$P \Rightarrow \text{kPa}$

$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$

21. Calor Específico a Volume Constante do Vapor Superaquecido

$$c_v = 0,70391305 + 0,00015654714 \cdot P + 0,0020764525 \cdot t - 5,3918766 \times 10^{-5} \cdot \sqrt{P} \cdot t$$

onde

$$c_v \Rightarrow \text{kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$P \Rightarrow \text{kPa}$$

$$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$$

22. Calor Específico a Pressão Constante do Vapor Superaquecido

$$\begin{aligned} c_p = & \left(0,78855755 + 0,0002411989 \cdot P + 2,8040208 \times 10^{-7} \cdot P^2 \right) + \\ & + \left(0,0019489947 - 5,2223542 \times 10^{-6} \cdot P - 4,7727643 \times 10^{-9} \cdot P^2 \right) \cdot t + \\ & + \left(1,1864903 \times 10^{-6} + 4,7100871 \times 10^{-8} \cdot P \right) \cdot t^2 \end{aligned}$$

onde

$$c_p \Rightarrow \text{kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$P \Rightarrow \text{kPa}$$

$$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$$

c) Derivadas do Volume Específico e da Entalpia com relação à Pressão

23. Derivada do Volume Específico do Líquido Saturado com relação à Pressão

$$\frac{dv_f}{dP} = 7,046477 \times 10^{-8} + 8,2745007 \times 10^{-15} \cdot P^2 + \frac{5,7582312 \times 10^{-6}}{P \cdot \ln P} + 4,4621365 \times 10^{-6} \cdot P^{-3/2}$$

24. Derivada do Volume Específico do Vapor Saturado com relação à Pressão

$$\frac{dv_g}{dP} = -8,648982 \times 10^{-7} + \frac{0,57023767}{P \cdot \ln^2 P} - 0,54036235 \cdot P^{-3/2} - \frac{15,420553}{P^2}$$

25. Derivada da Entalpia do Líquido Saturado com relação à Pressão

$$\frac{dh_f}{dP} = -0,0059797475 + 2,3133944 \times 10^{-6} \cdot P + \frac{1,4212126}{\sqrt{P}} + \frac{14,125931}{P}$$

26. Derivada da Entalpia do Vapor Saturado com relação à Pressão

$$\frac{dh_g}{dP} = 0,017409172 - 4,52807265 \times 10^{-4} \cdot \sqrt{P} + \frac{13,358457}{P} - \frac{11594,7084}{P^3}$$

APÊNDICE B

AVALIAÇÃO DA CONVECÇÃO NATURAL

A convecção natural, tanto no capilar quanto na linha de sucção, é avaliada segundo a correlação B.1, para cilindros longos e horizontais.

$$Nu_D = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 \cdot Ra_D^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2 \quad (B.1)$$

Esta correlação, proposta por Churchill e Chu (1975), é válida para a faixa de números de Rayleigh que vai de 10^{-5} a 10^{12} .

$$Ra_D = Gr_D \cdot Pr \quad (B.2)$$

O número de Grashof, utilizado na determinação de Ra_D , é definido por :

$$Gr_D = \frac{g \cdot \beta \cdot (t_{sup} - t_{\infty}) \cdot D^3}{\nu^2} \quad (B.3)$$

Nesta equação, t_{sup} é a temperatura da superfície do tubo e é tomada como a média aritmética entre a temperatura ambiente e a temperatura do escoamento no interior do tubo.

As propriedades, como a viscosidade (ν) e o coeficiente volumétrico de expansão térmica (β), são avaliadas na temperatura média entre as temperaturas da superfície e ambiente.

O coeficiente β é definido pelo inverso desta temperatura média, em Kelvin :

$$\beta = \frac{1}{t_m} \quad (B.4)$$

A partir do número de Nusselt, obtém-se o coeficiente de transferência de calor por convecção através da equação B.5 :

$$h_{\infty} = \frac{Nu_D \cdot k}{D} \quad (B.5)$$

Da mesma forma que a viscosidade, a condutividade térmica e o número de Prandtl são avaliados à temperatura média entre as temperaturas da superfície e ambiente.

As equações para estas propriedades foram obtidas com base em um ajuste linear entre as temperaturas de 300 e 350 K :

$$\nu = 1,318889 \times 10^{-5} + 1,006 \times 10^{-7} \cdot t \quad (\text{B.5})$$

onde

$$\nu \Rightarrow \text{m}^2/\text{s}$$

$$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$$

$$\text{Pr} = 0,710759 - 1,4 \times 10^{-4} \cdot t \quad (\text{B.6})$$

onde

$$\text{Pr} \Rightarrow \text{Adimensional}$$

$$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$$

$$k = 0,0243131 + 7,4 \times 10^{-5} \cdot t \quad (\text{B.7})$$

onde

$$k \Rightarrow \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$$

$$t \Rightarrow ^\circ\text{C}$$

Conforme mostrado na seção 5.8, a influência da convecção natural mostrou-se maior do que se esperava. Com a finalidade de comprovar a magnitude desta influência e verificar a razão pela qual o fluxo de massa aumenta consideravelmente, apresenta-se agora um memorial de cálculo onde uma das situações apresentadas na seção 5.8 é detalhada. A situação em questão corresponde à configuração A, onde a consideração da convecção natural resultou em um aumento de 8% no fluxo de massa.

Fluxo de massa

$$\dot{m} = 5,22 \text{ kg/h}$$

Temperatura do refrigerante

$$t = 51,4 ^\circ\text{C}$$

Temperatura ambiente

$$t_{\infty} = 25^{\circ}\text{C}$$

Temperatura da superfície do capilar

$$t_{\text{sup}} = \frac{t + t_{\infty}}{2} = 38,2^{\circ}\text{C}$$

Temperatura para avaliação das propriedades do ar

$$t_{\text{prop}} = \frac{t_{\text{sup}} + t_{\infty}}{2} = 31,6^{\circ}\text{C}$$

Propriedades do ar

$$\nu = 1,637 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$k = 0,0266 \text{ W/m} \cdot \text{K}$$

$$\text{Pr} = 0,706$$

$$\beta = 0,00328 \text{ K}^{-1}$$

Número de Grashof

$$\text{Gr}_D = \frac{g \cdot \beta \cdot (t_{\text{sup}} - t_{\infty}) \cdot D^3}{\nu^2} = \frac{9,81 \cdot 0,00328 \cdot (38,2 - 25,0) \cdot (2 \times 10^{-3})^3}{(1,637 \times 10^{-5})^2} = 12,68$$

Número de Rayleigh

$$\text{Ra}_D = \text{Gr}_D \cdot \text{Pr} = 12,68 \cdot 0,706 = 8,95$$

Número de Nusselt

$$\text{Nu}_D = 1,13$$

Coefficiente de transferência de calor por convecção natural

$$h_{\infty} = \frac{\text{Nu}_D \cdot k}{D} = \frac{1,13 \cdot 0,0266}{2 \times 10^{-3}} = 15,03 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$$

Produto do coeficiente global de transferência de calor pela área de troca

$$UA'_{c,\infty} = \frac{1}{\frac{1}{h_c \cdot \pi \cdot D} + \frac{1}{h_\infty \cdot \pi \cdot D_{ext}}} = \frac{1}{\frac{1}{8185,3 \cdot \pi \cdot 0,77 \times 10^{-3}} + \frac{1}{15,03 \cdot \pi \cdot 2 \times 10^{-3}}} = 0,0940 \text{ W/m} \cdot \text{K}$$

Gradiente de temperatura do refrigerante

$$\frac{dt}{dZ} = -\frac{1}{\dot{m} \cdot c_v} \cdot UA'_{c,\infty} \cdot (t - t_\infty) - \frac{v}{c_v} \cdot \frac{dP}{dZ}$$

$$\frac{dt}{dZ} = -\frac{3600}{5,22 \cdot 955,3} \cdot 0,0940 \cdot (51,4 - 25,0) - \frac{9,13 \times 10^{-4}}{955,3} \cdot (-1,657 \times 10^5)$$

$$\frac{dt}{dZ} = -1,79 + 0,16 = -1,63 \text{ }^\circ\text{C/m}$$

Note-se que a dissipação viscosa tende a elevar a temperatura do refrigerante em $0,16 \text{ }^\circ\text{C/m}$, enquanto que a perda de energia pela convecção natural causa uma queda de temperatura de $1,79 \text{ }^\circ\text{C/m}$. A combinação dos dois efeitos resulta em uma queda de $1,63 \text{ }^\circ\text{C/m}$ e esta redução da temperatura reduz a pressão em que o escoamento tornar-se-á saturado, aumentando a extensão do trecho de líquido e, por consequência, o fluxo de massa.

Os cálculos anteriores foram feitos para o primeiro incremento do tubo capilar, porém não ocorrem variações significativas ao longo de todo o trecho inicial. O coeficiente de transferência de calor por convecção natural varia de $15,03$ a $14,93 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ e o gradiente de temperatura tem valores entre $-1,63$ e $-1,53 \text{ }^\circ\text{C/m}$, para as condições de operação consideradas.

Quando a convecção natural não é considerada, o fluxo de massa resultante é de $4,82 \text{ kg/h}$ e o "flash point" ocorre aos 669 mm . Nesta situação, o aumento de temperatura causado pela dissipação viscosa é de $0,09^\circ\text{C}$. Ao se incluir a convecção natural, o fluxo de massa torna-se 8% maior e o "flash point" passa a ocorrer 21 cm a frente, ou seja, aos 876 mm . A queda de temperatura ao longo de todo o trecho de líquido, em consequência de uma perda de calor da ordem de $2,5 \text{ W/m}$, foi de $1,4^\circ\text{C}$.

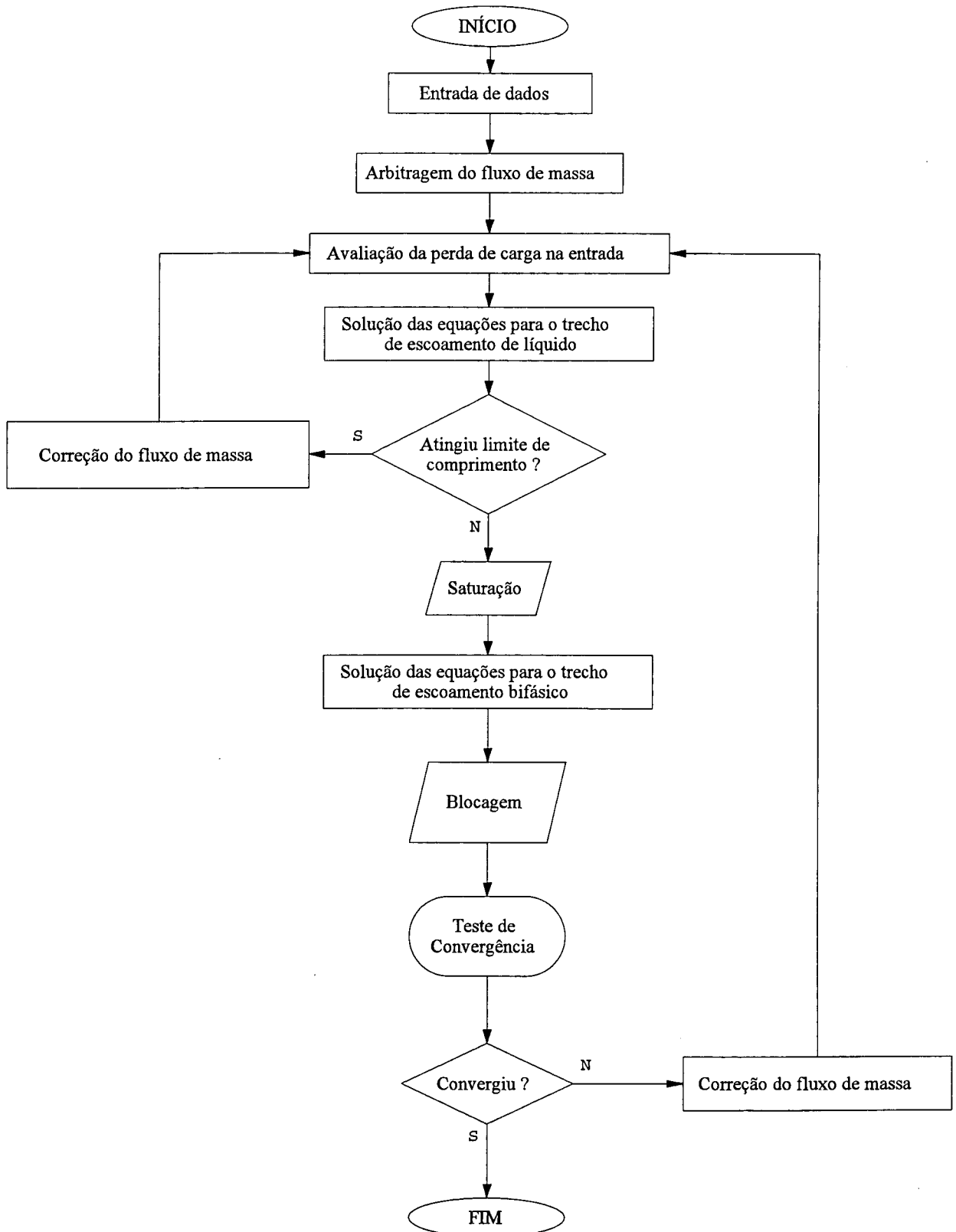
Deve-se notar que na determinação do número de Grashof, procedeu-se da maneira tradicional, tomando-se a temperatura superficial do tubo capilar como sendo a média aritmética entre as temperaturas do refrigerante e ambiente. Na situação em questão, o coeficiente de transferência de calor por convecção do refrigerante é bem maior do que o coeficiente de

convecção natural, desta forma poder-se-ia cogitar a hipótese de considerar a temperatura superficial como sendo igual à temperatura do refrigerante. Esta consideração resulta em uma transferência de calor um pouco maior e, como consequência, os coeficientes de transferência de calor por convecção natural aumentam para valores em torno de $16,7 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$. O "flash point" ocorre aos 904 mm e a queda de temperatura total é de $1,6^\circ\text{C}$.

Deve-se ressaltar também que o trocador de calor tubo capilar-linha de sucção é usualmente empregado na posição vertical, ao contrário de horizontal como foi considerado na presente modelação. Esta hipótese foi feita pois o termo referente à energia potencial foi desprezado nas equações de conservação apresentadas no capítulo 3. Naturalmente, com o trocador de calor sendo considerado como vertical, a influência da convecção natural certamente não será a mesma.

APÊNDICE C

FLUXOGRAMA DO CASO ADIABÁTICO



APÊNDICE D

FLUXOGRAMA DO CASO NÃO-ADIABÁTICO

